VILNIAUS UNIVERSITETO MATEMATIKOS – GAMTOS FAKULTETO LEIDINYS

P. BRAZDŽIŪNAS

NAUJOJI FIZIKA

SPINDULIAVIMAS IR MATERIJA

VILNIUS ◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆ 1941 M.

VILNIAUS UNIVERSITETO MATEMATIKOS – GAMTOS FAKULTETO LEIDINYS

P. BRAZDŽIŪNAS

NAUJOJI FIZIKA

SPINDULIAVIMAS IR MATERIJA

VILNIUS ◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆◆ 1941 M.

SPAUSTUVĖ „SPINDULYS“, VILNIUS, MATULEVIČIAUS 4. — Užs. 1906.

Fizikos literatūra lietuvių kalba nėra gausi; bet ypatingai trūksta literatūros, kur būtų plačiau nušviesti paskutiniais 3—4 dešimtmečiais pasiektieji fizikos mokslo laimėjimai. Šį trūkumą jaučia studijuojąs fizikos ir chemijos mokslus aukštojoje mokykloje jaunimas, viduriniųjų mokyklų fizikos mokytojai ir visi besidomintieji naujosios fizikos klausimais. „Naujoji fizika" ir siekia bent iš dalies šį trūkumą pašalinti. Šios knygos pradžioje nagrinėjamas spinduliavimas, o toliau — materijos struktūra; smulkiau paliečiamas atomo struktūros klausimas. Šios knygos medžiagą stengiausi taip sutvarkyti, kad skaitytojas galėtų jam mažiau įdomius skyrius visai išleisti.

Sunku rasti tokią knygą, kurioje nebūtų jokių trūkumų. Neabejoju, kad jų pasitaikys ir šioje knygoje. Apie pastebėtus šios knygos trūkumus maloniai prašysiu man pranešti, už ką iš anksto dėkoju.

Rašydamas šią knygą naudojausi kolegų prof. dr. A. Žvirono, prof dr. J. Matulio ir doc. dr. A. Jucio patarimais ir nurodymais, už ką jiems nuoširdžiai dėkoju. Dėkoju ir D. Urbui, peržiūrėjusiam šios knygos kalbą.

P. Brazdžiūnas

Vilnius, 1941 m. liepos mėn. 21 d.

TURINYS

Pusl.

I skyrius. Bangos; bendrieji jų sklidimo dėsniai

§ 1. Harmoniniai svyravimai 1
§ 2. Sklindanti banga 4
§ 3. Bangos energija 6
§ 4. Bangų sudėtis, interferencija, mušimas 7
§ 5. Grupinis bangų greitis 9
§ 6. Dopplerio principas 10
§ 7. Stovinti banga 10
§ 8. Stovinčios bangos uždarame tūryje. Rayleigh Jeanso formula 12
§ 9. Huygenso — Fresnelio principas. Fresnelio elementarios juostos ... 14
§ 10. Gardelės 18

II skyrius. Šviesos bangos. Spektrai

§ 11. Šviesos pasaulėvaizdžio raida 23
§ 12. Šviesos sklaidymas (dispersija) ir užlenkimas; įvairūs būdai spektrams gauti 26
§ 13. Spektrų šviesos stiprumo bei energijos matavimas 32
§ 14. Šviesos absorbcija 34
§ 15. Spektro linijos; jų serijos 36
§ 16. Vandenilio ir jonizuoto helio linijinio spektro serijos 39
§ 17. Sunkesniųjų atomų linijiniai spektrai 40
§ 18. Juostiniai spektrai 43

III skyrius. X spinduliai

§ 19. X spindulių prigimtis 45
§ 20. Jonizacijos kamera 48
§ 21. Charakteringieji X spinduliai. Moseleyaus dėsnis 49
§ 22. X spindulių spektrų žadinimas 52
§ 23. X spindulių išbarstymas ir absorbcija 53
§ 24. γ spinduliai 57

IV skyrius. Kelios reliatyvumo teorijos išvados

§ 25. Michelsono ir Morleyaus tyrimas 59
§ 26. Reliatyvumo principas. Lorentzo transformacijos formulos 61
§ 27. Masė ir energija 64

V skyrius. Spinduliavimas. Šviesos kvantai

§ 28. Pamatiniai spinduliavimo dėsniai 65
§ 29. Osciliatorių spinduliavimas. Rayleigh — Jeanso formula 67

§ 30. Energijos kvantų principas. Plancko formula 69
§ 31. Fotoelektrinis efektas 71
§ 32. Comptono efektas 78

VI skyrius. Dalelyčių spinduliavimas

§ 33. Elementarus elektros kiekis 82
§ 34. Katodiniai spinduliai. Elektronas 84
§ 35. Kanaliniai ir atominiai spinduliai. Masių spektrografas 89
§ 36. Wilsono kamera 92
§ 37. Elektronų skaitiklis 95

VII skyrius. Dalelė ir banga

§ 38. Materijos banga 97
§ 39. Elektronų užlenkimas 100
§ 40. Elektronų mikroskopas 103
§ 41. Mechaninio (sukamojo) momento kvantavimas. Molekulų kinetinė energija 106

VIII skyrius. Kinetinė materijos teorija

§ 42. Materijos būsena 109
§ 43. Dujų kinetinė energija 111
§ 44. Molekulų greičių pasiskirstymo dėsnis 114
§ 45. Energijos lygių dalių (ekviparticijos) dėsnis 118
§ 46. Molekulos laisvasis kelias 119
§ 47. Vidinė trintis; šilimos laidumas 121
§ 48. Browno judėjimas 123
§ 49. Kietieji kūnai 126

IX skyrius. Vandenilio atomo struktūra

§ 50. α dalelių išbarstymas 127
§ 51. Vandenilio atomas 131
§ 52. Bendroji kvantų sąlyga 136
§ 53. Eliptinės orbitos 138
§ 54. Spketro linijų feinstruktūra 142
§ 55. Kvantavimas erdvėje 146
§ 56. Sterno — Gerlacho tyrimas 148

X skyrius. Periodinė elementų sistema ir atomų struktūra

§ 57. Periodinė elementų sistema 151
§ 58. Elektronų sluoksniai 153
§ 59. Elektrono sukinys; jo kvantų skaičiai 157
§ 60. S, L, ir J kvantų skaičiai 158
§ 61. Spektrinių termų simbolika 160
§ 62. Pauli draudimo principas ir periodinė elementų sistema 163

XI skyrius. Elektrinės ir magnetinės medžiagų savybės. Zeemano efektas

§ 63. Elektrinės ir magnetinės medžiagų savybės 168
§ 64. Dielektrinė poliarizacija. Šviesos dispersija ir absorbcija 172
§ 65. Diamagnetinė poliarizacija 175

§ 66. Paraelektrinė ir paramagnetinė poliarizacija 176
§ 67. Bohro magnetonas. Atomų magnetinis momentas 179
§ 68. Zeemano efektas 181
§ 69. Zeemano efekto kvantų teorija 184

XII skyrius. Korespondencijos principas
§ 70. Elektronų smūgių žadinimas. Francko - Hertzo tyrimas 188
§ 71. Korespondencijos principas 191

XIII skyrius. Bangų mechanikos bruožai
§ 72. Bangų mechanikos pamatinė lygtis 193
§ 73. Osciliatorius ir rotatorius 194
§ 74. Vandenilio atomas 198
§ 75. ψ funkcijos interpretacija 199
§ 76. Neapibrėžtinumo reliacija 203

XIV skyrius. Natūralus radioaktyvumas
§ 77. Radioaktyvių medžiagų spinduliavimas 205
§ 78. Radioaktyvių elementų skilimo dėsniai 208
§ 79. Radioaktyvių elementų šeimos. Postūmio dėsnis. 211
§ 80. Izotopai 216
§ 81. Vandenilio izotopai 218

XV skyrius. Atomų skaldymas
§ 82. Neutronas 220
§ 83. Neutronų išbarstymas ir absorbcija 222
§ 84. Pozitronas; elektronų poris 223
§ 85. Atomų skaldymas 226
§ 86. Dirbtinis radioaktyvumas 229
§ 87. Atomų branduolių reakcijos 232
§ 88. Branduolių reakcijos energetinai santykiai 233

XVI skyrius. Atomų branduolys
§ 89. Senesnės pažiūros į atomo branduolio sudėtį 236
§ 90. Dabartinės pažiūros į atomo branduolio sudėtį..... 238
§ 91. Bendrieji branduolio statybos dėsniai 240
§ 92. Radioaktyvūs (nestabilūs) branduoliai 241
§ 93. Branduolių ryšio energija 245
§ 94. Branduolio dydis ir jo momentai 247
§ 95. Sužadinti atomų branduoliai 249

XVII skyrius. Molekulos ir jų spektrai
§ 96. Specifinė šilima 251
§ 97. Paravandenilis ir ortovandenilis 255
§ 98. Vibracijos - rotacijos spektrai. Izotopų efektas 257
§ 99. Elektroninės spektrų juostos 262
§ 100. Joniniai ir atominiai junginiai. Molekulų disociacijos energija 263

XVIII skyrius. Kosminiai spinduliai
§ 101. Aukščio ir geomagnetinis kosminių spindulių efektas 268
§ 102. Kosminių spindulių būriai 270
§ 103. Kosminių spindulių prigimtis. Mozotronas 272
§ 104. Kosminių spindulių energija 275
Vardų rodyklė 277
Dalykų „ 280

FIZIKOS KONSTANTOS

Dujų bendroji konstanta 1 moliui.....	$R = 8{,}313.10^{7}$ erg.laip^{-1}.mol^{-1}
Avogadro (Loschmidto) skaičius	$N = 6{,}023.10^{23}$
Boltzmanno konstanta	$k = 1{,}3802.10^{-16}$ erg.laip^{-1}
Deguonies atominis svoris	$A_0 = 16$
Vandenilio „ „	$A_H = 1{,}008131$
$^1/_{16}$ deguonies atomo masė	$^1/_{16}M_0 = 1{,}662.10^{-24}$g
Vandenilio molekulos skersmuo	$\sigma = 2{,}9.10^{-8}$cm
Vandenilio atomo masė	$M_H = 1{,}675.10^{-24}$g
Protono masė	$M = 1{,}675.10^{-24}$g
Nejudama elektrono masė	$m_0 = 9{,}109.10^{-28}$g
Elementarus elektros kiekis	$e = 4{,}803.10^{-10}$e.s.v.
„ „ „	$e = 1{,}601.10^{-20}$e.m.v.
Bohro magnetonas	$\mu_0 = 0{,}9175.10^{-20}\ \frac{erg}{gaus}$
Nejudamo elektrono specifinis krovinys	$^e/_m = 5{,}273.10^{17}\ \frac{e.s.v.}{g}$
Prabėgusio 1 V potencialų skirtumą elektrono greitis	$v = 5{,}93.10^{7}\ \frac{cm}{sek}$
Plancko veikimo kvantas	$h = 6{,}607.10^{-27}$erg.sek
Rydbergo konstanta	$R_\infty = 109737{,}42cm^{-1}$
„ „ vandeniliui	$R_H = 109677{,}76cm^{-1}$
Šviesos greitis tuštumoje	$c = 2{,}99796.10^{10}\ \frac{cm}{sek}$

SUTRUMPINTI VIENETŲ ŽYMĖJIMAI

A — amperas (elektrodinamikoje)
A — angstremas (10^{-8}cm) (optikoje)
°A — laipsniai absoliutinėje temperatūros skaloje
μ — mikronas (10^{-4}cm)
mμ — milimikronas (10^{-7}cm)
V — voltas
eV — elektronvoltas
meV — milijonas elektronvoltų (10^{6}eV)
kV — kilovoltas (10^{3} voltų)
mv — masės vienetas (10^{-3}mv = 0,931 meV)
e.s.v. — elektrostatiniai vienetai
e.m.v. — elektromagnetiniai vienetai

PASTEBĖTŲ KLAIDŲ ATITAISYMAS

Puslapis	Eilutė skaitant iš viršaus	Išspausdinta:	Turi būti:
2	10	vadiname	φ vadiname
3	9	*propircinga*	*proporcinga*
10	6	$q \,.\, \mathrm{d}x$	$\rho q \,.\, \mathrm{d}x$
19	38	— bangos	λ — bangos
25	7	— jos magnetinis	μ — jos magnetinis
26	28	bangos ilgio	bangos ilgio λ
52	32	gauname	gauname λ_m
66	14	pirncipą	principą
75	12	eletrono	elektrono
84	33 ir 34	izolistoriai	izoliatoriai
87	16	ilgiui $\triangle$	ilgiui $\triangle l$
92	37	judėjimo	judėjimų
99	33	$u =$	$u = c^2/v$
111	31	$V_i = u_i^2 + v_i^2 + w_i^2$	$V_i^2 = u_i^2 + v_i^2 + w_i^2$
116	26	$C = \sqrt{\frac{1}{n}\int^{\infty} V^2 \mathrm{d}n_V}$	$C = \sqrt{\frac{1}{n}\int_0^{\infty} V^2 \mathrm{d}n_V}$
125	39	Eisteino	Einsteino
143	16	eleptine	eliptine
147	24	n^{φ} turi būti lygus n_{ψ} ir mai,	n_{φ} turi būti lygus n_{ψ} ir n_{ϑ} sumai,
169	24	H	H_0
176	18	Avogardo	Avogadro
205	27	radiotktyvumo	radioaktyvumo
212	2	**— radio**	**— radžio**
231	25	skaičių	numerį
233	41	$T^0{}_n - \left(T + T_{p\,(Z-1,\,M)}\right) =$	$T_n{}^0 - \left(T_p + T_{(Z-1,\,M)}\right) =$
236	25	nergijos	energijos
241	14	už branduolius $(Z_0 + 1)$ ir	už branduolius $(Z_0 - 1)$ ir $(Z_0 - 3)$ ir branduolys $(Z_0 + 2)$ — už $(Z_0 + 1)$ ir
244	8	enegija	energija
249	31	mv	meV
257	29	$\nu = \frac{h^2}{8\pi^2 I}[n'_r(n'_r+1) - n''_r(n''_r+1)] =$	$\nu = \frac{h}{8\pi^2 I}[n'_r(n'_r+1) - n''_r(n''_r+1)] =$
262	11	sąlyguoja	sąlygoja
264	11	Elektroninio	Elektrinio
272	26	absorbacijos	absorbcijos
272	38	greitnems	greitiems

I SKYRIUS

BANGOS; BENDRIEJI JŲ SKLIDIMO DĖSNIAI

§ 1. Harmoniniai svyravimai

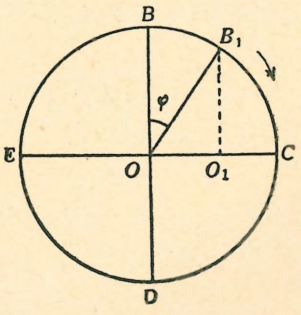
Gamtoje sutinkami įvairių įvairiausi judesiai, bet tarp jų dažniausiai pasitaiko *periodinių* judesių. Taip, periodiškai juda taškas, skriedamas tolygiu greičiu apskritimu, arba svyruoklė, atlenkta iš pusiausvyros vietos. Periodiškai judąs taškas arba kūnas per tam tikrą laiką, vadinamą *periodu*, pakartoja savo judesį nuo pradžios iki galo; per tą laiką skriejąs apskritimu taškas apibėga apskritimą, o svyruoklė, atsilenkusi į vieną ir antrą pusę, grįžta vėl į pusiausvyros vietą. Atvirkščią periodui T dydį vadiname periodinio judesio *dažnumu* ν; jis parodo, kiek kartų periodinis judesys pasikartoja per laiko vienetą — 1 sekundę. Taigi,

$$\nu = \frac{1}{T}\,\text{sek}^{-1} \qquad (1-1)$$

Kartais laiko vienetu imama 2π sek; tuomet kalbama apie periodinio judesio *ciklinį* (apskritinį) dažnumą ω; tokiu būdu

$$\omega = 2\pi\nu\ \text{sek}^{-1} \qquad (1-2)$$

Iš visų periodinių judesių išskiriami vadinamieji *harmoniniai svyravimai*. Pasirodo, kad bet kuris, kad ir labai sudėtingas, periodinis judesys gali būti sudėtas iš tam tikro mažesnio arba didesnio (arba ir be galo didelio) skaičiaus harmoninių svyravimų; taigi, kiekvieną periodinį judesį galime pakeisti harmoniniais svyravimais. Harmoniniai svyravimai yra žymiai paprastesni, todėl juos yra lengviau nagrinėti, kaip kitus periodinius judesius. Susipažinsime su jais arčiau.



1 fig.

Taškas skrieja apskritimu $BCDE$ greičiu v nurodyta kryptimi (1 fig.). $OB = A$ yra apskritimo stipinas, EOC — skersinis. Paseksime skriejančio taško projekcijos judesį skersiniu. Taškas išeina iš B. Pradžioje taško projekcija bus centre O. Kai skriejąs taškas pasiekia C,

jo projekcija atbėga taip pat į C. Toliau, taškui skriejant iš C pro D į E, jo projekcija pro centrą O nubėga į E, o kai taškas sugrįžta į B, jo projekcija vėl atsiduria centre O. Toliau taško ir jo projekcijos judesys kartojasi. Taigi, judančio apskritimu taško projekcija svyruoja, nutoldama nuo centro O — pusiausvyros vietos — tai į vieną, tai į antrą pusę.

Taško projekcijos svyravimą nusakysime lygtimi. Per laiką t taškas nuskrieja į B_1, o jo projekcija nubėga į O_1; tegu $OO_1 = S$. Iš 1 fig. matyti, kad

$$S = OO_1 = A \sin \varphi \qquad (1-3)$$

vadiname svyravimo *faze*. Kai taško bei jo projekcijos svyravimo periodas yra

$$T = \frac{2\pi A}{v}$$

tai

$$t : T = \varphi : 2\pi$$

iš čia

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t$$

Įstatę tai į lygtį (1—3), gauname tokią svyravimo lygtį:

$$S = A \sin \frac{2\pi}{T} t = A \sin 2\pi\nu t \qquad (1-4)$$

Kartais yra tiksliau svyravimus reikšti ne trigonometrine, bet laipsnio (eksponentine) funkcija. Pagal Eulerio formulą, bet kurį kompleksinį skaičių galime taip išreikšti:

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x$$

Čia $i = \sqrt{-1}$, e — natūralaus logaritmo pamatas (bazė); taigi, bet kurį kompleksinį (su i laipsnio rodiklyje) reiškinį galime suskirstyti į tikrąją ir menamąją dalis. Svyravimo lygtį kompleksine forma teks parašyti taip:

$$S = Ae^{i(2\pi\nu t + \varepsilon)} \qquad (1—5)$$

Šios lygties menamoji dalis yra lygi

$$S = A \sin (2\pi\nu t + \varepsilon)$$

Čia ε yra fazės *konstanta*.

Kompleksinę amplitudą $Ae^{i\varepsilon}$ pažymėsime a; tuomet lygtį (1—5) galime taip išreikšti:

$$S = ae^{2\pi\nu it} \qquad (1—5a)$$

Taško projekcija bus toliausiai nuo centro O, pusiausvyros vietos, kai $\sin 2\pi\nu t = 1$; taigi,

$$S_{did} = A$$

šį didžiausią nuotolį vadiname svyravimo *amplituda*. Projekcijos judėjimo greitis v_1 yra lygus:

$$v_1 = \frac{dS}{dt} = \frac{2\pi A}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} = 2\pi A\nu \cos 2\pi\nu t \qquad (1-6)$$

Taškuose C ir E ($\varphi = \frac{2\pi}{T} t = {}^1/_2\pi$ ir ${}^3/_2\pi$) jos greitis yra lygus nuliui; taške O ($\varphi = 0$ arba π) jis yra didžiausias ir lygus paties taško greičiui.

Projekcijos pogreitis a yra lygus:

$$a = \frac{dv_1}{dt} = -\frac{4\pi^2}{T^2} A \sin\frac{2\pi}{T} t = -\frac{4\pi^2}{T^2} S \qquad (1—7)$$

Taigi, projekcijos *pogreitis a yra proporcingas jos nuotoliui nuo pusiausvyros vietos ir visuomet nukreiptas į šią vietą.* Taškuose C ir E pogreitis yra didžiausias ir lygus $\mp \frac{4\pi^2}{T^2} A$, o taške O jis lygus nuliui.

Sakysime, kad taip juda tiese COE bet kuris materialus taškas. Tuomet jį veikia *visą laiką nukreipta į pusiausvyros vietą O ir propircinga jo nuotoliui nuo tos vietos jėga*

$$f = ma = -\frac{4\pi^2}{T^2} m S \qquad (1—8)$$

Čia m — materialaus taško masė.

Taip veikiančių jėgų sukeltus judesius vadiname *harmoniniais svyravimais* (arba vibracijomis), o judantį tašką — *linijiniu harmoniniu osciliatoriumi.*

Harmoninio osciliatoriaus kinetinė energija

$$E_k = {}^1/_2 mv_1^2 = 2\pi^2\nu^2 A^2 m \cos^2 2\pi\nu t \qquad (1—9$$

Osciliatoriaus potencinę energiją galime taip išreikšti. Osciliatorių visą laiką veikia jėga $f = ma$. Kai jis yra pusiausvyros vietoje, ši jėga yra lygi nuliui. Jos vertė yra lygi $f = ma$, kai osciliatorius yra nuotolyje S nuo pusiausvyros vietos. Taigi, vidutinė jėgos vertė yra lygi $\frac{1}{2}ma$. Atliktasis jėgos darbas, kuris ir yra lygus osciliatoriaus potencinei energijai E^p bus taip išreikštas:

$$E_p = {}^1/_2 maS = 2\pi^2\nu^2 A^2 m \sin^2 2\pi\nu t \qquad (1—10)$$

Ir visa osciliatoriaus energija E bus lygi:

$$E = E_p + E_k = 2\pi^2\nu^2 A^2 m [\sin^2 2\pi\nu t + \cos^2 2\pi\nu t] = 2\pi^2\nu^2 A^2 m \qquad (1—11)$$

Tokiu būdu *svyravimų (arba vibracijų) energija yra proporcinga amplitudos kvadratui.*

Kai svyravimai išreiškiami kompleksine lygtim (1—5a), tai

$$A^2 = |a^2| = aa^*$$

Čia a^* yra sujungtas su $a = Ae^{i\varepsilon}$ dydis:

$$a^* = Ae^{-i\varepsilon}$$

Svyruojančio taško arba kūno, pvz., svyruoklės, amplituda paprastai mažėja; sakome, svyravimai gęsta. Tokius svyravimus vadiname *slopinamais svyravimais.* Slopinimo priežastys yra įvairios. Dažniausiai svyravimus slopina trintis. Kai pastaroji yra pastovi, svyravimo amplituda mažėja aritmetine progresija. Bet kai slopinimą

sukeliančios jėgos yra proporcingos svyruojančios sistemos akimirksninei būsenai, pvz., sistemos greičiui, tai svyravimo amplituda mažėja geometrine progresija. Esant dideliam slopinimui, sistema virsta aperiodine; ji nebesvyruoja.

Kai svyravimo amplituda mažėja geometrine progresija, dviejų gretimų amplitudų santykis, vadinamas *slopinimo santykiu*, yra pastovus; taigi, jei a_1, a_2, a_3... yra svyravimų amplitudos, tai

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{a_2}{a_3} = \ldots = k$$

Natūralų k logaritmą ($\ln k$) vadiname *logaritminiu slopinimo dekrementu.*

Slopinamo svyravimo periodas yra didesnis už neslopinamo; kai slopinamai svyruojančios sistemos periodas yra T_s, tai tokios neslopinamos sistemos laisvas svyravimo periodas T yra surištas su T_s šia priklausomybe:

$$T_s = T \sqrt{1 + \left(\frac{\ln k}{2\pi}\right)^2} \qquad (1-12)$$

Taigi, kai svyruojančios sistemos slopinimo santykis kinta, tai keičiasi ir jos svyravimo periodas bei dažnumas.

§ 2. Sklindanti banga

Turime materialių taškų eilę, vieną greta kito; jie gali harmoniškai svyruoti. Tegu jie pradeda svyruoti ne vienu laiku visi, bet iš eilės, ir kiekvienas gretimas tik tam tikram trumpam laikui praėjus. Taigi, iš pradžių pradeda svyruoti kraštinis taškas; po akimirkos, pvz., $^1/_{10}$ sek, sujuda 2-asis nuo krašto, po $^2/_{10}$ sek — 3-iasis ir t. t. Jie visi svyruoja tuo pačiu periodu; jų svyravimo amplituda yra irgi tokia pat. Tuomet jie visi svyruoja vienodai, tik bet kuris iš jų svyruodamas vėluoja (arba skubina) savo kaimyno atžvilgiu, kitaip tariant, bet kurio jų svyravimo fazė skiriasi nuo gretimo taško fazės tam tikru, visiems taškams vienodu, dydžiu.

Kai eilė materialių taškų (arba dalelių) juda to paties dėsnio nusakomu judesiu, bet dviejų gretimų taškų judesio pradžia (arba judesio fazė) skiriasi tam tikru pastoviu laiku (arba pastoviu dydžiu), tai tokį judesį vadiname sklindančia banga.

Dviejų artimiausių, turinčių tokią pat judesio fazę, taškų nuotolį vadiname *bangos ilgiu;* jį paprastai žymime λ. Taško didžiausias nuotolis nuo jo pusiausvyros vietos vadinamas *bangos amplituda.*

Bangos yra *skersinės* ir *išilginės.* Skersinėje bangoje taškai (arba dalelės) svyruoja statmenai bangos sklidimo krypčiai; išilginėje bangoje jie svyruoja ta pačia kryptimi, kuria sklinda banga.

Pamėginsime nusakyti bangą lygtim. Harmoniškai svyruojančio taško judesį reiškiame tokia lygtim (1 — 4):

$$S = A \sin \frac{2\pi}{T} t$$

Bangoje gretimo taško judesys vėluoja visiems taškams vienodu ir pastoviu laiku ϑ, taigi, gretimų taškų fazė skiriasi pastoviu dydžiu $\frac{2\pi}{T}\vartheta$. Kai laiku t pirmojo taško judesio fazė yra $\frac{2\pi}{T}t$, tai kurio nors toliau esančio

nuo šio p-ojo taško fazė bus $\frac{2\pi}{T}(t - p\vartheta)$; šio taško svyravimą nusakys ši lygtis:

$$S_p = A \sin\left[\frac{2\pi}{T}(t - p\vartheta)\right] \qquad (2-1)$$

Jei visame bangos ilgyje turime n tokių taškų, tai

$$\vartheta = \frac{T}{n}$$

gretimų taškų fazės skirtumas bus lygus

$$\frac{2\pi}{T}\vartheta = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{n}$$

tokiu būdu

$$S_p = A \sin\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - p\frac{T}{n}\right)\right] \qquad (2-2)$$

Bet $p : n = x : \lambda$, iš kur $p = \frac{nx}{\lambda}$; čia x yra kalbamojo taško nuotolis nuo pirmojo taško. Įstatę gauname:

$$S = A \sin\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{\lambda}T\right)\right] \qquad (2-3)$$

Ženkliuką p atmetame, nes ši lygtis tinka bet kuriam bangos taškui. Lygtį (2 — 3) galime ir taip parašyti:

$$S = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \qquad (2-4)$$

Kaip matome, į bangos lygtį (2—4) įeina du kintamieji: vietos kintamasis x ir laiko — t. Taigi, banga yra periodinis judesys vietos ir laiko atžvilgiu. Bangos tašką, kuriame $S = 0$, vadiname *mazgu,* o tašką, kur S yra didžiausias — *iškilimu* arba *antimazgiu.* $S = 0$ tuomet, kai $x = 0$ ir $t = 0$; bet $S = 0$ ir tada, kai

$$\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} = 0$$

arba kai

$$\frac{t}{T} = \frac{x}{\lambda}$$

iš čia

$$\frac{x}{t} = \frac{\lambda}{T} = u \qquad (2-5)$$

u yra *fazinis bangos greitis;* šiuo greičiu slenka bangos mazgas ir iškili-

mas) erdvėje. Kadangi $\frac{1}{T} = \nu$, tai

$$u = \nu\lambda \tag{2–6}$$

Čia ν yra *bangos dažnumas.*

Bangos lygtį (2—4) galime ir taip išreikšti:

$$S = A \sin\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{\nu\lambda}\right)\right] = A \sin\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{u}\right)\right] \tag{2—7}$$

arba

$$S = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t\nu\lambda - x}{\lambda}\right)\right] = A \sin\left[2\pi\left(\frac{tu - x}{\lambda}\right)\right] \tag{2—8}$$

Labai dažnai banga nusakoma laipsnio funkcija

$$S = Ae^{2\pi i\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)} \tag{2–9}$$

Atskyrę šios funkcijos menamąją dalį, gausime bangos lygtį (2—4).

§ 3. Bangos energija

Bangos taško (arba dalelės) greitis svyravimų kryptimi

$$v = \frac{dS}{dt} = \frac{2\pi}{T} A \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \tag{3–1}$$

o jo pogreitis

$$a = \frac{d^2S}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] = -\frac{4\pi^2}{T^2} S \tag{3—2}$$

Kai materialaus taško masė yra m, tai jo kinetinė energija E_k yra lygi:

$$E_k = {}^1/_2 mv^2 = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2} \cos^2\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \tag{3—3}$$

Potencinė energija E_p bus lygi (1—10):

$$E_p = {}^1/_2 ma S = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2} \sin^2\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \tag{3—4}$$

Visa energija

$$E = E_p + E_k = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2}\left\{\sin^2\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \cos^2\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right]\right\} =$$

$$= \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2} = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m \tag{3—5}$$

Taigi, *bangos energija yra proporcinga svyruojančių taškų (arba dalelių) masei, amplitudos ir dažnumo kvadratams.*

§ 4. Bangų sudėtis, interferencija, mušimas

Bangas sudedame, taikydami bendrus judesių sudėties (paralelogramo arba vektorių sudėties) dėsnius.

Iš pradžių sudėsime turinčias tokį pat periodą, taigi ir dažnumą, bangas. Paimsime dvi, sklindančias x kryptim vienokiu greičiu, bangas S_1 ir S_2:

$$S_1 = A_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$$

ir (4—1)

$$S_2 = A_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x-d}{\lambda}\right)\right]$$

Čia d yra nuotolis tarp dedamųjų bangų dviejų artimiausių vienodos fazės taškų; šis nuotolis yra proporcingas bangų fazės skirtumui; jį vadiname *eigos skirtumu*. Kai abi bangos sklinda vienodu greičiu, tai jų eigos skirtumas pasilieka pastovus.

Atstojamoji banga

$$S = S_1 + S_2 = A_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x-d}{\lambda}\right)\right] =$$

$$= A_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \cos 2\pi\frac{d}{\lambda} +$$

$$+ A_2 \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \sin 2\pi\frac{d}{\lambda} =$$

$$= \left(A_1 + A_2 \cos 2\pi\frac{d}{\lambda}\right) \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A_2 \sin 2\pi\frac{d}{\lambda} \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right]$$

Pažymėsime:

$$A_1 + A_2 \cos 2\pi\frac{d}{\lambda} = A \cos 2\pi\frac{D}{\lambda}$$

ir

$$A_2 \sin 2\pi\frac{d}{\lambda} = A \sin 2\pi\frac{D}{\lambda}$$

taigi,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos 2\pi\frac{d}{\lambda} \qquad (4-2)$$

ir

$$\sin 2\pi\frac{D}{\lambda} = \frac{A_2}{A} \sin 2\pi\frac{d}{\lambda}$$

Tuomet

$$S = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x-D}{\lambda}\right)\right] \qquad (4-3)$$

Atstojamasis judesys yra taip pat banga tokio pat periodo bei ilgio, kaip ir dedamosios bangos; bet jos amplituda A ir eigos skirtumas D yra pakitę. Atstojamosios bangos amplituda A, kaip rodo lygtys (4—2), priklauso nuo dedamųjų bangų fazių skirtumo. Kai $\cos 2\pi \frac{d}{\lambda} = +1$, taigi, kai $d = 0$, $\pm \lambda$, 2λ, 3λ, . . ., $A = A_1 + A_2$; bet kai $\cos 2\pi \frac{d}{\lambda} = -1$, taigi, kai $d = \pm {}^1/_2 \lambda$; ${}^3/_2 \lambda$; ${}^5/_2 \lambda$ . . ., tai $A = A_1 - A_2$. Taigi, *kai eigos skirtumas d yra kartotinis lyginiam pusbangių* $(\lambda/2)$ *skaičiui, tai atstojamosios bangos amplituda lygi dedamųjų bangų amplitudų sumai; o kai jis yra kartotinis nelyginiam pusbangių skaičiui, tai atstojamosios bangos amplituda lygi dedamųjų bangų amplitudų skirtumui.*

Kai dedamųjų bangų amplituda yra lygi, taigi, $A_1 = A_2$, tai pirmuoju atveju $A = 2A_1$, o antruoju — $A = O$. Paskutiniu atveju abi dedamosios bangos pasinaikina. Šis reiškinys vadinamas *bangų interferencija.* Kartais interferencijai teikiama platesnės prasmės: jąja vadinama bendrai dviejų lygių bangų sudėtis.

Dabar sudėsime dvi vienodos amplitudos, bet skirtingo periodo, taigi ir dažnumo, bangas S_1 ir S_2; Jos abi sklinda tuo pačiu faziniu greičiu u:

$$S_1 = A \sin \left[2\pi\nu_1 \left(t - \frac{x}{u} \right) \right]$$
$$S_2 = A \sin \left[2\pi\nu_2 \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] \qquad (4—4)$$

Atstojamoji banga

$$S = S_1 + S_2 = A \sin \left[2\pi\nu_1 \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] + A \sin \left[2\pi\nu_2 \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] =$$
$$= 2A \sin \left[2\pi \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] \cos \left[2\pi \frac{\nu_1 - \nu_2}{2} \left(t - \frac{x}{u} \right) \right]$$

Pažymėsime $\nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu$; kai bangų dažnumas mažai tesiskiria, tai apytiksliai $\nu_1 (=) \nu_2 = \nu$. Tuomet

$$S = 2A \cos \left[2\pi \frac{\Delta\nu}{2} \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] \sin \left[2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] \qquad (4-5)$$

Atstojamoji banga turi kintamą amplitudą

$$2A \cos \left[2\pi \frac{\Delta\nu}{2} \left(t - \frac{x}{u} \right) \right] = 2A \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{2/\Delta\nu} - \frac{x}{2u/\Delta\nu} \right) \right] \qquad (4—6)$$

Amplitudos kitimo periodas yra $2/\Delta\nu$, taigi, kitimo dažnumas $\Delta\nu/2$. Jei sudedamos tokios dvi garso arba šviesos bangos, tai girdimas garsas arba matoma šviesa čia stiprėja, čia silpnėja; turėsime vadinamąjį „mušimą". Mušimo dažnumas yra proporcingas dedamųjų bangų dažnumų skirtumui. Atstojamosios bangos didžiausia amplituda yra lygi dvigubai dedamųjų bangų amplitudai.

§ 5. Grupinis bangų greitis

Bangos, kurių dažnumai skiriasi be galo mažai, sudaro *bangų grupę*. Išskirsime joje tokį tašką, kur atskirų bangų fazė yra arba visai vienoda, arba tesiskiria labai mažu dydžiu. Šiame taške atstojamojo svyravimo amplituda bus žymiai didesnė, kaip visuose kituose bangos grupės taškuose, kur atskirų bangų fazės skirtumas yra žymiai didesnis. Pastaruosiuose taškuose atstojamojo svyravimo amplituda bus labai maža arba lygi nuliui. Didžiausios amplitudos tašką vadiname *bangų grupės energijos centru;* jame bus sukaupta veik visa bangų grupės energija.

Energijos centre bangų fazės skirtumas turi būti lygus nuliui (griežčiau tariant, antros eilės be galo mažas dydis), taigi

$$\frac{d\varphi}{d\nu} = 0$$

kur

$$\varphi = 2\pi\nu\left(t - \frac{x}{u}\right) \qquad (5-1)$$

yra bangos fazė (2—7). Įstatę φ reikšmę ir išdiferencijavę, gausime:

$$\frac{d\varphi}{d\nu} = 2\pi t - 2\pi x \frac{d(\nu/u)}{d\nu} = 0$$

iš kur

$$\frac{x}{t} = \frac{d\nu}{d(\nu/u)} \qquad (5-2)$$

Taigi, bangų grupės energijos centras slenka erdvėje greičiu

$$g = \frac{d\nu}{d(\nu/u)} \qquad (5-3)$$

Šį greitį vadiname *grupiniu bangų greičiu.* Lygtį (5—3) galime ir taip išreikšti:

$$\frac{1}{g} = \frac{d(\nu/u)}{d\nu} = \frac{1}{u} - \frac{\nu}{u^2} \cdot \frac{du}{d\nu} \qquad (5-4)$$

Dažnumą ν pakeisime bangos ilgiu λ (2—6). Tuomet

$$g = \frac{d(u/\lambda)}{d(1/\lambda)} = u - \lambda \frac{du}{d\lambda} \qquad (5-5)$$

Kai bangų išbarstymo (dispersijos) nėra, taigi, kai bangų fazinis greitis u nepriklauso nuo bangų dažnumo ν, tuomet $\frac{du}{d\nu} = \frac{du}{d\lambda} = 0$ ir $g = u$; bangų energijos centras slenka tuo pačiu greičiu, kuriuo sklinda ir pačios bangos. Bet kai turime išbarstymą, taigi, kai $\frac{du}{d\nu} \neq 0$ ir $\frac{du}{d\lambda} \neq 0$, tai grupinis

bangų greitis skiriasi nuo jų fazinio greičio; kai $\frac{du}{d\lambda} > 0$, tai $g < u$ ir atvirkščiai.

Žinodami grupinį bangų greitį, galime surasti energijos sriautą, t. y. bangų pernešamą energiją pro 1 cm² per 1 sek. Tegu bangos sklinda x kryptim. Kai aplinkos, kurioje bangavimas vyksta, tankis yra ρ, tai tūrio elemente $q.dx$ turėsime masę $q.dx$; čia q yra elemento plotis. Per 1 sek. energijos centras paslenka g; šiame ilgyje turėsime iš viso g/dx ilgio elementų. Taigi, per 1 sek bus išjudinta masė $m = \rho qg$. Apskritai, bangos energija E yra lygi (3—5):

$$E = 2\pi^2 \nu^2 A^2 m$$

Tai energijos sriautas pro plotą q bus lygus

$$E_1 = 2\pi^2 \nu^2 A^2 \rho\, qg \qquad (5-6)$$

o pro 1 cm²

$$E^1 = 2\pi^2 \nu^2 A^2 \rho\, g \qquad (5-6a)$$

§ 6. Dopplerio principas

Doppleris yra nustatęs, kad stebimos bangos ilgis bei dažnumas priklauso nuo stebėtojo ir bangų šaltinio reliatyvaus judesio. Vaizduosimės bangas, kurias sukelia eilė smūgių, kurie seka vienas paskui kitą per laiką T, lygų bangos periodui; ir tie smūgiai slenka erdvėje nutolę nuo vienas kito bangos ilgiu λ. Kai bangų šaltinis (arba stebėtojas) juda greičiu v, tai nuotolis tarp dviejų gretimų smūgių pakinta dydžiu $vT = \Delta\lambda$; jis padidėja, kai bangų šaltinis ir stebėtojas tolsta vienas nuo antro, ir, atvirkščiai, pamažėja, kai jie artėja vienas prie antro. Jei bangų fazinis greitis yra u, tai

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \pm \frac{vT}{uT} = \pm \frac{v}{u} \qquad (6—1)$$

Iš čia

$$\Delta\lambda = \pm \lambda \frac{v}{u} \qquad (6—2)$$

Pakeitę bangos ilgį dažnumu ν (2—6), gausime tokį dažnumo kitimą:

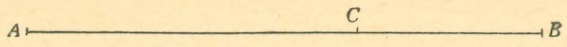
$$\Delta\nu = \pm \nu \frac{v}{u} \qquad (6-3)$$

§ 7. Stovinti banga

Sklindanti banga, sutikusi bet kurią kliūtį, nuo jos atsispindi ir sklinda priešinga kryptim. Jeigu bangavimas yra keliamas visą laiką, tai atsispindėjusi banga interferuoja su pirmyn sklindančia banga. Gaunama tam tikra atstojamoji banga. Susipažinsime su ja smulkiau.

Sakysime, kad banga sklinda x kryptim ir atsispindi nuo kliūties, pakeisdama savo fazę π. O tai įvyksta tuomet, kai kliūties, nuo kurios ban-

ga atsispindi, masė yra labai didelė ir nejudama. Taip atsispindi banga uždaroje dūdoje arba įtemptoje stygoje. Tegu stygos AB (2 fig.) ilgis yra l. Bet kuri sklindanti banga, pasiekusi stygos galą B, atsispindi ir taške C



2 fig.

susitinka su pirmyn iš taško A sklindančia banga, kur interferuoja. Tegu $AC=x$. Pirmyn sklindančios bangos lygtis yra ši (2—4):

$$S_1 = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] \qquad (7—1)$$

o atsispindėjusios, taigi, nubėgusios kelią $l+(l-x)=2l-x$, tokia:

$$S_2 = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{2l-x+\lambda/2}{\lambda}\right)\right] \qquad (7—2)$$

nes, bangai atsispindėjus, jos fazė pakito π, ką išreiškiame, ilgindami kelią $\lambda/2$.

Atstojamoji banga

$$S = S_1 + S_2 = A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)\right] + A \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{2l-x+\lambda/2}{\lambda}\right)\right]$$

$$= 2A \cos\left(2\pi \frac{l-x+\lambda/4}{\lambda}\right) \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l+\lambda/4}{\lambda}\right)\right] \qquad (7—3)$$

Atstojamosios bangos amplituda yra kintama ir priklauso tik nuo vietos (x koordinatos). Taškuose, kur

$$\cos 2\pi \frac{l-x+\lambda/4}{\lambda} = 0$$

taigi, kur

$$2\pi \frac{l-x+\lambda/4}{\lambda} = (2n+1)\frac{\pi}{2} \qquad (7—4)$$

arba

$$l - x + \lambda/4 = (2n+1)\frac{\lambda}{4} \qquad (7—5)$$

čia $n=0, 1, 2, 3\ldots$, atstojamosios bangos amplituda visą laiką bus lygi nuliui. Šiuose taškuose neturėsime jokio judesio; tai bus bangos mazgai; jie visą laiką pasiliks tose pačiose vietose, nes amplituda nepriklauso nuo laiko. Iš lygties (7—5)

$$x = l - n\frac{\lambda}{2}$$

Taigi, mazgai bus šiose vietose:

$$x = l;\ l - \lambda/2;\ l - \lambda \text{ ir t. t.} \qquad (7—6)$$

Bangą, kurios mazgai visą laiką pasilieka tose pačiose vietose, vadiname stovinčiąja banga.

Kai

$$x = l - \frac{n\lambda}{2} + \lambda/4$$

tai

$$\cos 2\pi \left(\frac{l - x + \lambda/4}{\lambda}\right) = \pm 1$$

tuomet amplituda bus lygi $2A$; tokiu būdu, stovinčios bangos amplituda yra dukart didesnė už sklindančios bangos amplitudą.

Atstojamosios bangos fazė visai nepriklauso nuo vietos; atrodytų, kad visų bangos taškų svyravimo fazė yra tokia pat. Bet kadangi pereinant per mazgą $\cos\left[2\pi\frac{l-x+\lambda/4}{\lambda}\right]$ ženklas kinta, tai tik tarp dviejų gretimų mazgų esančių taškų fazė yra vienoda; einant per mazgą, fazė pasikeičia π.

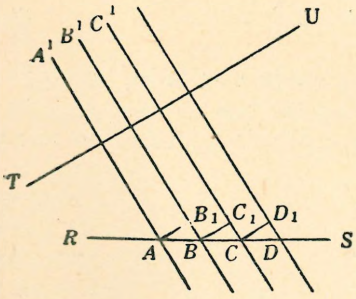
Nuotolis tarp dviejų gretimų mazgų yra lygus $\lambda/2$ (7—6); stygos pradžioje ir jos gale yra mazgai. Taigi, virpančioje stygoje tegali susidaryti tik tokios stovinčios bangos, kurių pusbangis ($\lambda/2$) pasikartoja stygos ilgyje l sveikąjį skaičių kartų, reiškia,

$$l = n\frac{\lambda}{2} \qquad (7-7)$$

kur n yra sveikas skaičius ($n=0, 1, 2, 3\ldots$); jį vadiname *padalinimų skaičiumi.*

§ 8. Stovinčios bangos uždarame tūryje. Rayleigh Jeanso formula

Jei bangos sklinda bet kuriame uždarame tūryje, pvz., garso bangos platesnėje dūdoje, tai šiame tūryje susidaro stovinčios bangos. Mazgų bei iškilimų taškai sudaro mazgų bei iškilimų plokštumas. Nuotolis tarp jų lygus $\lambda/2$.



3 fig.

Įsivaizdinsime stačiakampių koordinatų sistemą, kurios pradžios taškas sutampa su viena kubo kertim, o jos ašys eina to kubo briaunomis. RS yra bet kuri x ašies krypčiai lygiagretė tiesė (3 fig.). Kube yra keliamos bangos, kurios sklinda spindulio TU kryptimi; pastarojo krypties kosinusai yra α, β, γ; taigi, jis su koordinatų ašimis sudaro kampus, kurių kosinusai yra atitinkamai α, β, γ. AA^1, BB^1, $CC^1\ldots$ yra susidariusios stovinčios bangos mazgų plokštumos, kurios RS kerta taškuose $A, B, C\ldots$ Pro šiuos taškus pravesime atkarpas AB_1,

BC_1, CD_1..., statmenas bangų plokštumoms AA^1, BB^1, CC^1... Tuomet

$$AB_1 = BC_1 = CD_1 = \lambda/2 \qquad (8—1)$$

ir

$$AB_1 = AB.\alpha;\ BC_1 = BC.\alpha;\ CD_1 = CD.\alpha.$$

Uždarame kube tegali susidaryti tik tokio ilgio stovinčios bangos, kurių pusbangio ilgis ($\lambda/2$) telpa sveiką skaičių kartų kubo briaunos ilgyje l. Pažymėsime x ašies kryties briaunos padalinimų skaičių n_1, y ašies krypties briaunos — n_2 ir z ašies krypties briaunos — n_3. Tuomet $AB = l/n_1$. Įstatę tai į lygtį (8—1), gauname:

$$AB_1 = \lambda/2 = \frac{l}{n_1}\,\alpha \text{ arba } \frac{2l}{\lambda}\,\alpha = n_1$$

Panašias lygtis gauname y ir z ašies krypčių briaunoms. Tokiu būdu

$$\frac{2l}{\lambda}\,\alpha = n_1;\ \frac{2l}{\lambda}\,\beta = n_2 \text{ ir } \frac{2l}{\lambda}\,\gamma = n_3 \qquad (8—2)$$

Šias lygtis pakėlę kvadratan ir sudėję, gauname:

$$\frac{4l^2}{\lambda^2} = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$$

nes

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$$

Taigi,

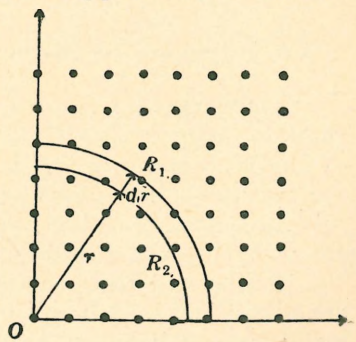
$$\frac{2l}{\lambda} = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (8—3)$$

Iš lygčių (8—2) ir (8—3) turime:

$$\alpha = \pm\frac{n_1}{\sqrt{n_1^2+n_2^2+n_3^2}};\ \beta = \pm\frac{n_2}{\sqrt{n_1^2+n_2^2+n_3^2}} \text{ ir } \gamma = \pm\frac{n_3}{\sqrt{n_1^2+n_2^2+n_3^2}} \qquad (8—4)$$

Lygtys (8—3) ir (8—4) sako, kad tam tikroms padalinimų skaičių vertėms n_1, n_2, n_3 turime tik vieną tam tikro bangos ilgio ir krypties stovinčią bangą arba svyravimą. Taigi, uždarame kube yra galimos tik tokios stovinčios bangos bei svyravimai, kurių λ, α, β, γ vertės tenkina lygtis (8—3) ir (8—4), kur n_1, n_2, n_3 yra sveikieji skaičiai.

Pro koordinatų teigiamos krypties ašis pravestos plokštumos atskiria erdvės dalį — oktantą. Jo erdvėje vaizduosimės taip sudarytą taškų gardelę: taškai pasiskirstę lygiagretėmis x, y, z ašių kryptims gretomis (4 fig.); nuotolis tarp kaimyninių taškų gretose lygus vienetui; tuomet gardelės konstanta yra vienetas. Tokios gardelės taškų



4 fig.

koordinatos yra sveikieji skaičiai. Ir kiekvieną uždarame kube susidariusią stovinčią bangą, nusakytą lygtimis (8—3) ir (8—4), atitiks vienas gardelės taškas. Taigi, gardelės taškų skaičius tam tikrame uždarame tūryje yra lygus stovinčių bangų, arba svyravimų, kurios gali susidaryti šiame tūryje, skaičiui.

Gardelės taško, kurio koordinatos yra n_1, n_2, n_3, nuotolis r nuo koordinatų sistemos pradžios yra lygus:

$$r = \sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (8—5)$$

arba (8—3)

$$r = \frac{2l}{\lambda} = 2l\nu_0 \qquad (8—6)$$

Čia $\nu_0 = 1/\lambda$ yra *bangų skaičius* ilgio vienete. Skaičius gardelės taškų, kurių nuotolis nuo koordinatų sistemos pradžios yra tarp r ir $r + dr$, bus lygus skaičiui stovinčių bangų, arba svyravimų, kurių bangų skaičiai yra tarp $2l\nu_0$ ir $2l\ (\nu_0 + d\nu_0)$. Pažymėsime jį ΔZ. Kadangi nuotolis tarp taškų gretose lygus vienetui, tai vidurkyje tūrio vienete turėsime tik vieną gardelės tašką. Tokiu būdu, ΔZ bus lygus $1/8$ tūrio, uždaryto tarp dviejų koncentrinių rutulinių paviršių R_1 ir R_2, kurių stipinai yra $r = 2l\nu_0$ ir $r + dr = 2l\ (\nu_0 + d\nu_0)$. Pastarasis yra lygus:

$$1/8 \cdot 4\pi r^2\, dr = 4\pi l^3 \nu_0^2\, d\nu_0 \qquad (8—7)$$

Pažymėję kubo tūrį $V = l^3$, gauname:

$$\Delta Z = 4\pi V \nu_0^2\, d\nu_0 \qquad (8—8)$$

Šį *Rayleigh-Jeanso* formula nusako bet kuriame uždarame tūryje V susidarančių stovinčių bangų, kitaip dar tariant, to tūrio V *tikrųjų svyravimų* skaičių. Tūrio vienete turėsime iš viso

$$4\pi \nu_0^2\, d\nu_0 \qquad (8—9)$$

stovinčių bangų, arba tikrųjų svyravimų, kurių bangų skaičiai yra tarp $2l\nu_0$ ir $2l\ (\nu_0 + d\nu_0)$; o suintegravę (8—9) ribose tarp 0 ir ∞, gausime visų tūrio vienete stovinčių bangų, arba svyravimų, skaičių.

§ 9. Huygenso — Fresnelio principas. Fresnelio elementarios juostos

Taškų geometrinė vieta, kurią tam tikru laiku pasiekia svyravimai, vadinasi bangos paviršius, arba frontas, o išvestas tam paviršiui statmuo — bangos spindulys. Kai bangų keliamasis centras yra labai toli, tai bangos paviršius bus plokštuma; tokią bangą vadiname *plokštumos banga.* Jei banga sklinda iš bet kurio centro į visas puses vienodu greičiu, tai bangos paviršius yra rutulinis; tuomet turime *rutulinę bangą.*

Bangų sklidimą erdvėje nusako *Huygenso-Fresnelio principas.* Jis sako, kad *bet kurį bangos paviršiaus tašką galime laikyti naujos elementarios bangos keliamuoju centru. Šias elementarias bangas gaubiąs paviršius yra tapatingas su pirminės sklindančios bangos paviršiumi.*

Huygenso-Fresnelio principas išreiškiamas šia gana paprasta diferencialine lygtimi:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = \frac{1}{k}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \qquad (9-1)$$

čia ψ yra kintąs (vibruojąs) fizinis dydis, k — konstanta. Paprastai

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$$

trumpiau žymima $\Delta\psi$.

Taigi, lygtį (9—1) rašome taip:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = k\,\Delta\psi \qquad (9-2)$$

Iš šios lygties išeina, kad dydžio ψ kitimas sklinda erdvėje banga, kurios fazinis greitis yra $u = \sqrt{k}$. Vienalytėje aplinkoje turėsime rutulinę bangą.

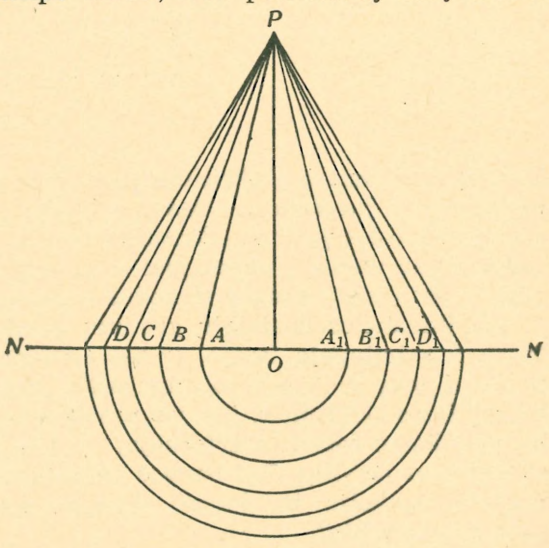
Į diferencialinę lygtį (9—2) įstatysime bangos lygtį (2—7). Išdiferencijavę turėsime

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = A\,\frac{\partial^2[\sin 2\pi\nu(t - x/u)]}{\partial t^2} = -4\pi^2\nu^2\psi$$

Taigi,

$$\Delta\psi + \frac{4\pi^2\nu^2}{u^2}\psi = 0. \qquad (9-3)$$

Iš Huygenso-Fresnelio principo išeina, kad pasiekusių kurį erdvės tašką elementarių bangų svyravimus sudėję, rasime atstojamąjį sklindamos bangos tame taške sukeltą svyravimą. Apskritai, bangų sklidimo erdvėje klausimai yra labai painūs ir sunkiai sprendžiami; todėl nesigilinsime į juos ir tik tepaliesime vieną antrą paprastesnį atveją; jų nenagrinėsime griežtai matematiškai, bet pasitenkinsime paprasčiausiu geometriniu vaizdu.



5 fig.

Imsime plokštumos bangą. Jos paviršius tam tikru laiku pasiekia NN (5 fig.). Surasime, kokį svyravimą sukelia ši banga taške P, kurio nuotolis nuo NN yra $PO = l$. Taškas O vadinamas taško P poliumi. Išvesime AP, BP, CP, DP... ir A_1P, B_1P, C_1P, D_1P... taip, kad būtų:

$$AP = A_1P = l + \lambda/2$$

$$BP = B_1P = l + 2\lambda/_2 \qquad (9—4)$$
$$CP = C_1P = l + 3\lambda/_2$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Čia λ yra sklindančios bangos ilgis. Jei visus nuo taško P nutolusius $l + \lambda/_2$ arba $l + 2\lambda/_2$ .... ir t. t. bangos paviršiaus taškus sujungsime su P tiesėmis, tai jos sudarys kūgio paviršių; šis kirs bangos paviršių, ir kirtimosi taškų geometrinė vieta bus apskritimas. Iš 5 figūros (joje apatinė brėžinio dalis pasukta 90^0) matyti, kad

$$AO^2 = x_1^2 = AP^2 - OP^2 = (l + \lambda/_2)^2 - l^2 = l\lambda + \lambda^2/_4$$

Kai $l >> \lambda$, tai $\lambda^2/_4$ yra palyginamai mažas dydis, todėl jį galime atmesti; tuomet

$$x_1 (=) \sqrt{l\lambda}$$

Panašiai randame, kad

$$OB = x_2 (=) \sqrt{2l\lambda};\ OC = x_3 (=) \sqrt{3l\lambda};\ \ldots x_n (=) \sqrt{nl\lambda}$$

Kūgių ir bangos paviršiams persikertant išpiautų skritulių plotai S atitinkamai yra lygūs:

$$\begin{aligned} S_1 &= \pi x_1^2 = \pi l\lambda \\ S_2 &= \pi x_2^2 = 2\pi l\lambda \\ S_3 &= \pi x_3^2 = 3\pi l\lambda \quad \text{ir} \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ S_n &= \pi x_n^2 = n\pi l\lambda \end{aligned} \qquad (9—5)$$

Dviejų artimiausių apskritimų juosiamas juostas vadiname *Fresnelio elementariomis juostomis.* Atskirų juostų plotas yra lygus $\pi l\lambda$, taigi, yra lygus pirmosios juostos (skritulio) plotui. Tokiu būdu, visos elementarios juostos turi vienodą plotą; jose ir bangos paviršiaus elementų yra po lygiai, ir iš jų visų sklinda vienodas elementarių bangų skaičius.

Sklindančios iš dviejų gretimų juostų elementarios bangos pasiekia tašką P skirtingoje fazėje. Ir bet kuriam vienos juostos taškui galėsime parinkti tokį gretimos juostos tašką, kad sklindančių iš jų elementarių bangų fazės skirtumas, kai jos pasiekia tašką P, bus lygus π. Tokios dvi bangos šiame taške interferuoja; jei šių bangų amplituda būtų lygi, tai svyravimas išnyktų. Bet bangos amplituda A tolstant mažėja, taigi, ji yra nuotolio funkcija; bet kurios elementarios juostos bangos amplitudą galime taip išreikšti:

$$\begin{aligned} n &\text{ — osios juostos: } & A_n &= \text{f}\,(l + n\,\lambda/_2) \\ (n+1) &\text{ — osios } \quad \text{„} : & A_{n+1} &= \text{f}\,[l + (n+1)\,\lambda/_2] \\ \text{ir } (n+2) &\text{ — osios } \quad \text{„} : & A_{n+2} &= \text{f}\,[l + (n+2)\,\lambda/_2] \end{aligned} \qquad (9—6)$$

Paskutines dvi funkcijas išreikšime Tayloro eilute ir paimsime jos tik pirmuosius du narius, o kitus atmesime; tuomet

$$A_{n+1} = f(l + n\lambda/2) + \frac{\lambda}{2} f^1(l + n\lambda/2) = A_n + \frac{\lambda}{2} f^1(l + n\lambda/2)$$

ir (9—7)

$$A_{n+2} = f(l + n\lambda/2) + 2\frac{\lambda}{2} f^1(l + n\lambda/2) = A_n + 2\frac{\lambda}{2} f^1(l + n\lambda/2)$$

Iš (9—6) ir (9—7) gauname:

$$A_{n+1} = \frac{A_n + A_{n+2}}{2} \qquad (9-8)$$

Bet kurios juostos elementarių bangų, nusklidusių iki taško P, amplituda yra lygi gretimų jai juostų bangų amplitudų aritmetiniam vidurkiui. Taigi, bet kurios juostos elementarių bangų sukeltas taške P svyravimas pasinaikina interferuodamas su svyravimu, sukeltu elementarių bangų, sklindančių iš gretimų juostų artimiausių pusių. Ir taško P svyravimo atstojamoji amplituda A bus lygi:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - A_6 + \ldots =$$
$$= {}^1/_2A_1 + ({}^1/_2A_1 - A_2 + {}^1/_2A_3) + ({}^1/_2A_3 - A_4 + {}^1/_2A_5) +$$
$$+ ({}^1/_2A_5 - A_6 + {}^1/_2A_7) + \ldots = {}^1/_2A_1 \qquad (9—9)$$

Tokiu būdu, pagal Huygenso-Fresnelio principą, visos *sklindančios iš neriboto plokštumos bangos paviršiaus elementarios bangos, pasiekusios prieš tą paviršių esantį tašką, sukelia jame svyravimą; tokios pat amplitudos svyravimą įveiktų sukelti pusė elementarių bangų, kurios sklinda iš pirmosios juostos, apsupančios taško polių.*

Kai bangos paviršius yra ribotas, tai sukeltas kai kuriame prieš tą paviršių esančiame taške svyravimas priklauso nuo bangos paviršiaus dydžio ir taško vietos. Esančio ties skylės viduriu taško atstojamąjį svyravimą, kurį sukelia banga, praėjusi pakeliui pro įšvaito (diafragmos) apskritą skylę, surandame, sudarydami, kaip anksčiau, elementarias Fresnelio juostas iki pat įšvaito krašto. Iš lygties (9—9) išeina, kad kai elementarių juostų skaičius yra nelyginis, tai tame taške turėsime atstojamąjį svyravimą; bet kai juostų skaičius yra lyginis, tai jame atstojamasis svyravimas bus lygus nuliui. Vadinasi, taško judesys priklauso nuo jo nuotolio nuo įšvaito skylės centro. Tą patį tenka pasakyti ir apie bet kurį esantį šaly tašką. Taigi, praėjusi pro įšvaito skylę banga sklinda visoje už įšvaito erdvėje; lygiagretėje skylės paviršiui plokštumoje turėsime žiedines didžiausio ir mažiausio (arba jokio) judesio juostas, ir net tokiose erdvės vietose, kur pagal geometrinę optiką neturėtų judesio būti. Šį būdingą bangoms reiškinį vadiname *bangų difrakcija*, arba *užlenkimu.*

Čia bandėme bent apytiksliai pavaizduoti bangų užlenkimą, sudarinėdami geometriškai elementarias Fresnelio juostas. Reikia pastebėti, kad bangų užlenkimo reiškiniai, ypač vadinamasis Kirchhoffo-Fresnelio bangų užlenkimas, kai stebimasis taškas yra baigtiniame nuotolyje nuo ban-

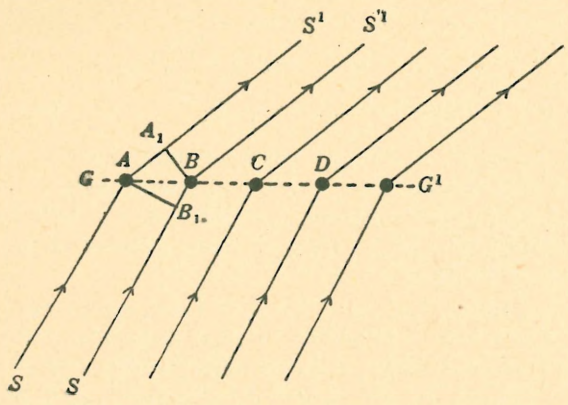
gų paviršiaus, yra labai sudėtingi; ir tik paprastesni jų atvejai tėra lengviau išsprendžiami griežtai matematiškai.

§ 10. Gardelės

Bangų užlenkimo reiškiniai žymiai suprastėja, kai yra užlenkiami lygiagretūs spinduliai, t. y. plokštumos bangos. Tuomet turime vadinamą *Fraunhoferio užlenkimą*. Šiuo atveju užlenktų spindulių vaizdai būtų gaunami begalybėje. Kad galėtume juos gauti baigtiniame nuotolyje, spindulių kelyje turime pastatyti lęšį arba veidrodį, kurie užlenktus spindulius surenka į vieną vietą (visai nepakeisdami arba vienodai pakeisdami jų visų fazę) ir, tokiu būdu, priverčia juos interferuoti. Lygiagrečių spindulių užlenkimo reiškiniai vaidino ir dabar tebevaidina svarbų vaidmenį fizinėje optikoje, todėl pakalbėsime apie juos smulkiau.

A. Linijinė gardelė

Lygiagrečių spindulių pluoštas S įspindi į *užlenkiamąją gardelę* GG^1 (6 fig.). Ją sudaro vienodai nutolusieji užlenkiamieji centrai A, B, C. Tokiais centrais gali būti pvz., plyšeliai arba vielelės, natūraliose gardelėse — molekulos, atomai arba jonai. Nuotolis tarp dviejų užlenkiamųjų centrų $AB = BC = \ldots = a$ vadinamas *gardelės konstanta*. Spinduliai SA ir SB, sutikę užlenkiamuosius centrus A ir B, užsilenkia ir nueina kryptimis AS^1 ir BS^1. Tegu įspindusių spindulių S krypties (kampo, kurį sudaro spindulių kryptis su gardelės linija GG^1) cosinus yra α_0, o užlenktųjų S^1 — α. Spinduliai SAS^1 ir SBS^1 (arba bet kuris kitas poris) bus nuėję skirtingo ilgio kelius; jų kelių skirtumas yra lygus $AA_1 - BB_1$. Iš 6 figūros matyti, kad



6 fig.

$$AA_1 = AB.\alpha \quad \text{ir} \quad BB_1 = AB.\alpha_0$$

Tokiu būdu

$$AA_1 - BB_1 = AB\,(\alpha - \alpha_0) = a\,(\alpha - \alpha_0) \qquad (10-1)$$

Kai taip užlenkti spinduliai interferuoja, tai didžiausią svyravimo amplitudą gausime tose vietose, kur nueitų kelių skirtumas bus kartotinis užlenktų spindulių bangos ilgiui λ, t. y. lygus lyginiam pusbangių ($\lambda/2$) skaičiui (§ 4), taigi, kur

$$a\,(\alpha - \alpha_0) = n\lambda \qquad (10-2)$$

Čia n yra sveikas skaičius, $n = \pm 1, 2, 3, \ldots$ O kur nueitų kelių skirtumas yra lygus nelyginiam pusbangių ($\lambda/2$) skaičiui, tai tose vietose spinduliams interferuojant svyravimas pasinaikina; tose vietose turėsime mažiausios amplitudos svyravimą arba ir visai jo nebus; taigi, tai bus ten, kur

$$a\,(\alpha - \alpha_0) = n^1\lambda \qquad (10—3)$$

Čia $n^1 = \pm {}^1/_2, {}^3/_2, {}^5/_2 \ldots$.

Iš lygties (10—2) išeina, kad skirtingų bangų ilgių λ spinduliai turi būti užlenkti kitokiais kampais, kad jie interferavę duotų didžiausią svyravimą. Ilgesnės bangos yra užlenkiamos daugiau, trumpesnės — mažiau. Taigi, gardelė, kaip bet kuris spektrinis aparatas, skirtingų bangų ilgių spindulių pluoštą išskirsto į atskirus vienodo bangų ilgio pluoštelius — į spindulių spektrą. Turėsime kelių eilių spektrus: kai $n = \pm 1$, gausime pirmos eilės spektrą, esant $n = \pm 2$ — antros eilės ir t. t. Antros eilės spektre spindulių išbarstymas yra 2 kart didesnis, kaip pirmos eilės spektre, bet užtat jame svyravimų amplituda sumažėja. Kai $n = 0$, turime neužlenktų spindulių pluoštą. Gardelės konstanta a turi būti šiek tiek didesnė už užlenkiamųjų spindulių bangos ilgį λ; tačiau a ir λ negali daug skirtis; nes kai a bus didelis palyginus su λ, tai, esant n vidutinių verčių, $(\alpha - \alpha_0)$ vertė bus maža, taigi, spinduliai labai mažai teužsilenks. Kai a mažesnis už λ, tai $n\lambda/a = \alpha - \alpha_0$ bus didesnis už vienetą; bet to negali būti. Paprastai santykis a/λ negali būti didesnis už 10. Nuo gardelės užlenkiamųjų centrų skaičiaus priklauso svyravimų amplituda bei gardelės skiriamoji galia; čia kalbamose linijinėse gardelėse pastaroji yra proporcinga užlenkiamųjų centrų skaičiui.

B. Plokštumos gardelė

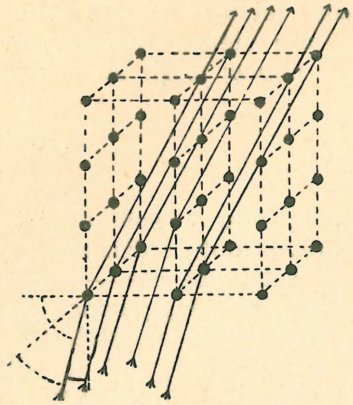
Dabar imsime *plokštumos,* arba *kryžminę gardelę.* Joje užlenkiamieji centrai sutvarkyti plokštumoje; sakysime, jie pasiskirstę gretomis, lygiagretėmis stačiakampių koordinatų ašims (4 fig.). Tokią gardelę sudaro, pvz., tankiai suausto audeklo mažytės skylutės tarp siūlų. Tegu įspindusio į plokštumos gardelę ir užlenkto lygiagrečių spindulių pluošto krypties, t. y. kampų, kuriuos sudaro jie su gardelės kryptimis (x ir y ašimis) kosinusai yra atitinkamai α_0, α ir β_0, β. Tuomet užlenktų spindulių didžiausią svyravimo amplitudą turėsime tose vietose, kur

$$a\,(\alpha - \alpha_0) = n_1\lambda$$

ir (10—4)

$$a\,(\beta - \beta_0) = n_2\lambda$$

Čia n_1 ir n_2 yra sveikieji skaičiai, a — gardelės konstanta, — bangos ilgis. Gausime visą eilę spektrų: n_1 ir n_2 nusakys spektrų eilę; kai $n_1 = n_2 = 0$, turėsime nulinės (00) eilės spektrą — neužsilenkusių spindulių pluoštą; kai $n_1 = 0$, $n_2 = 1$ arba $n_2 = 0$, $n_1 = 1$ — pirmos eilės ir t. t. Ir čia gardelės konstanta a turi būti šiek tiek didesnė už bangos ilgį λ. Gardelės skiriamoji galia priklauso nuo jos užlenkiamųjų centrų skaičiaus. Kai tų centrų skaičius x kryptimi yra N_1, o y — N_2, tai skiriamoji galia yra lygi N_1N_2.



7 fig.

Pagaliau užlenkiamieji centrai gali būti išbarstyti erdvėje tam tikra tvarka, pvz., eilėmis, lygiagretėmis stačiakampių koordinatų sistemos ašims (7 fig.); tuomet jie sudaro *erdvės gardelę*. Tegu įspindusio lygiagrečių spindulių pluošto krypties (t. y. jo kampų su koordinatų ašimis x, y, z) kosinusai yra α_0, β_0, γ_0. Praėję pro gardelę, spinduliai užsilenkia ir išsibarsto į visas puses, taigi, ir kryptim, kurios kampų, sudarytų su koordinatų ašimis, kosinusai yra α, β, γ. Užlenkti minėtąja kryptimi spinduliai sudaro vientisinį pluoštą. Bet jis tik tuomet yra pakankamai stiprus, kai visų centrų užlenktos šia kryptimi bangos turi tą pačią fazę, taigi, kai bangų išeiti keliai skiriasi dydžiu, kartotiniu bangos ilgiui λ, tai reiškia, kai

$$\begin{aligned} a\,(\alpha - \alpha_0) &= n_1\lambda \\ a\,(\beta - \beta_0) &= n_2\lambda \\ a\,(\gamma - \gamma_0) &= n_3\lambda \end{aligned} \qquad (10—5)$$

Čia n_1, n_2, n_3 — sveikieji skaičiai, a — gardelės konstanta — nuotolis tarp gardelės centrų. Tokiu būdu, kai kuria kryptimi užlenktą spindulių pluoštą nusako šie n_1, n_2 ir n_3 — eilės skaičiai. Erdvės gardelė užlenkia kai kurio ilgio bangas tik tam tikra griežtai nusakyta kryptimi; taigi, čia spektre jau nebeturėsime visokių bangų ilgių spindulius, bet tik *monochromatinį*, t. y. vienokio bangos ilgio, spindulių pluoštą. Erdvės gardelė veikia kaip monochromatorius, kurs kai kuria kryptimi nukreipia tik tam tikro bangos ilgio spindulius. Iš (10—5) gauname:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + n_1\,\lambda/a \\ \beta &= \beta_0 + n_2\,\lambda/a \\ \gamma &= \gamma_0 + n_3\,\lambda/a \end{aligned} \qquad (10—6)$$

Pakėlę į kvadratą ir sudėję, turime:

$$1 = 1 + 2\,(n_1\,\alpha_0 + n_2\,\beta_0 + n_3\,\gamma_0)\,\lambda/a + \\ + (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)\,\lambda^2/a^2 \qquad (10—7)$$

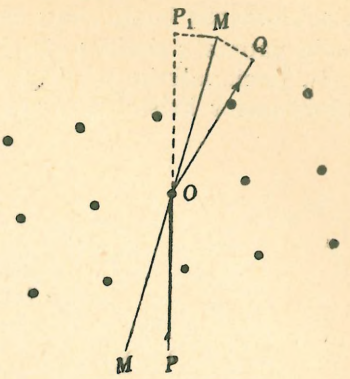
nes $$\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$$

Iš čia

$$\lambda = -\,2a\,\frac{n_1\alpha_0 + n_2\beta_0 + n_3\gamma_0}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (10-8)$$

Taigi, bangos ilgį λ vienareikšmiškai nusako α_0, β_0, γ_0 ir eilės skaičiai n_1, n_2, n_3. Kai α_0, β_0, γ_0 yra pastovūs, tai kurios nors eilės (esant tam tikroms n_1, n_2, n_3 vertėms) spektre turėsime tik vieną bangą.

Spindulių užlenkimą erdvės gardelėje galime aiškinti, kaip jų atspindį nuo tam tikros gardelės plokštumos. Tegu įspindęs į gardelę spindulys PO yra užlenkiamas ir nueina kryptim OQ, kuri su pirmine spindulio kryptimi sudaro kampą $P_1OQ = 2\vartheta$ (8 fig.). Jei MM yra vidurinė plokštuma, kuri su OP ir OQ sudaro kampą ϑ, tai galima sakyti, kad spindulys OP atsispindi nuo šios plokštumos MM ir nueina kryptim OQ. Atspindžio kampas ϑ pareina nuo λ ir n_1, n_2 ir n_3. Kai įspindusio ir užlenkto spindulių ir koordinatų ašių x, y, z krypčių sudaromų kampų kosinusai yra atitinkamai α_0, β_0, γ_0 ir α, β, γ, tai



8 fig.

$$\cos 2\vartheta = \alpha_0\alpha + \beta_0\beta + \gamma_0\gamma \qquad (10—9)$$

Pakėlę į kvadratą ir sudėję lygtis (10—6), gausime:

$$(\alpha - \alpha_0)^2 + (\beta - \beta_0)^2 + (\gamma - \gamma_0)^2 = 2 - 2\cos 2\vartheta =$$
$$= 4 \sin^2 \vartheta = (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)\ \lambda^2/a^2$$

Iš čia

$$\sin \vartheta = \frac{\lambda}{2a}\sqrt{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \qquad (10—10)$$

Tenka pastebėti, kad atspindžio plokštumoje yra gardelės užlenkiamieji centrai; tokią plokštumą vadiname *gardelės plokštuma*. Tegu taško M koordinatos yra x, y, z. Jei koordinatų sistemos pradžia yra taške O ir tiesės $OP_1 = OQ = 1$, tai taškų P_1 ir Q koordinatos atitinkamai bus α_0, β_0, γ_0 ir α, β, γ. Tuomet

$$MP_1^2 = (x - \alpha_0)^2 + (y - \beta_0)^2 + (z - \gamma_0)^2$$

ir (10—11)

$$QM^2 = (x - \alpha)^2 + (y - \beta)^2 + (z - \gamma)^2$$

taigi,

$$(\alpha - \alpha_0)\ x + (\beta - \beta_0)\ y + (\gamma - \gamma_0)\ z = 0 \qquad (10—12)$$

arba, atsižvelgiant į lygtis (10—6),

$$n_1 x + n_2 y + n_3 z = 0 \qquad (10—13)$$

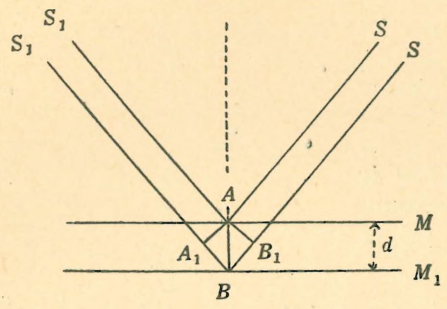
Ši lygtis nusako vidurinę (atspindžio) plokštumą MM. Jei n_1, n_2, n_3 turi bendrą dalyklį n, tai

$$n_1 = nn_1^*,\ n_2 = nn_2^* = nn_3^*$$

Tuomet n_1^*, n_2^*, n_3^* bus paprasti skaičiai. Taigi,

$$n_1^* x + n_2^* y + n_3^* z = 0 \qquad (10—14)$$

Ši lygtis parodo, kad kai kuri kita plokštuma, lygiagretė *MM* plokštumai, stačiakampių koordinatų ašyse atkerta atkarpas, kurių ilgiai santykiuoja, kaip paprastų skaičių atvirkštiniai dydžiai; juos vadina plokštumos *indeksais*. Racionalinių indeksų dėsnis kristalografijoje sako, kad tokių indeksų plokštumos kristaluose yra kristalų gardelės plokštumos. Taigi, jei spindulių pluoštas, praeidamas pro kristalą, užsilenkia, tai į spindulių užlenkimą galime žiūrėti, kaip į jų atspindį nuo kristalo gardelės plokštumos.



9 fig.

Aiškinant užlenkimą, kaip spindulių atspindį nuo tam tikros vidurinės plokštumos, suprastėja lygtis, nusakanti didžiausio judėjimo (svyravimo) vietas. Tegu du lygiagretūs spinduliai *SA* ir *SB*, atspindę nuo plokštumų *M* ir M_1, tarp kurių nuotolis $AB = d$, nueina kryptim AS_1 ir BS_1 (9 fig.). Jų nueitų kelių skirtumas bus lygus

$$A_1B + BB_1 = 2AB \sin\vartheta = 2d\sin\vartheta \qquad (10—15)$$

Čia ϑ yra kampas, kurį sudaro spindulys su atspindžio plokštuma. Taigi, didžiausio judėjimo vietos bus ten, kur

$$2d\sin\vartheta = n\lambda \qquad (10—16)$$

n yra sveikas skaičius; $n = \pm 1, 2, 3 \ldots\ldots$
Sugretinę lygtį (10—16) su (10—10), gauname:

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{a}\sqrt{n_1^{*2} + n_2^{*2} + n_3^{*2}} \qquad (10—17)$$

Tokia trumpa bangų užlenkimo gardelėse teorija. Bet kurias bangas galime užlenkti, reikia tik parinkti tinkamos konstantos gardelę. Jei norėsime užlenkti trumpas (kelių cm arba mm) elektrines bangas, teks imti vielinę gardelę. Matomajai šviesai užlenkti dažniausiai vartojamos paprastos gardelės. Stiklo plokštelėje įbrėžiami vienas prie kito rėžiai, kurie ir yra užlenkiamieji centrai. 1 milimetre įrėžiama iki 800—1000 tokių rėžių; taigi, tokių gardelių konstanta $a = 1{,}2$ — 1 mikronas (μ). Trumpesnių ilgių bangoms, k. a. *X* arba γ spinduliams, užlenkti yra vartojamos natūralios kristalų gardelės. Jose užlenkiamieji centrai yra dažniausiai jonai, o kartais ir atomai; tokių gardelių konstantos yra žymiai mažesnės. Taip, NaCl kristalo gardelės konstanta $a = 2{,}8.10^{-8}$ cm (§ 19).

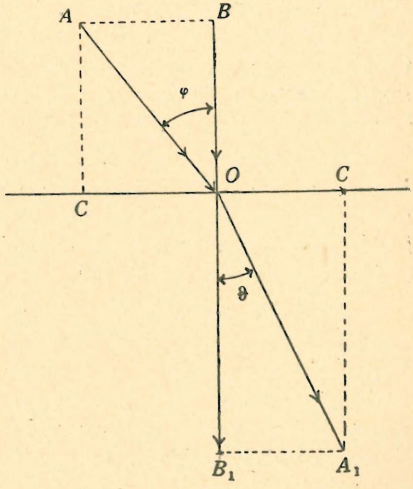
II SKYRIUS

ŠVIESOS BANGOS. SPEKTRAI

§ 11. Šviesos pasaulėvaizdžio raida

Jau XVII šimtmetyje buvo sukurtos dvi šviesos reiškinių teorijos, kurios šviesai skyrė nevienodą prigimtį. Vieną teoriją paskelbė Newtonas 1675 — 1704 m.; jis šviesai skiria dalelyčių, arba korpuskulų, prigimtį. Pagal šią teoriją, šviečiantieji kūnai spinduliuoja į visas puses tam tikras „šviesos daleles — šviesos atomus", kurie tuštumoje bei vienalytėje aplinkoje sklinda tiesiomis linijomis ir vienodu greičiu. 1690 m. Huygensas paskelbė šviesos bangų teoriją, pagal kurią šviesa sklinda erdvėje bangomis; taigi, jis šviesai skiria bangų prigimtį.

Geometrinės optikos srityje abi teorijos tais laikais buvo lygiavertės; jos abi įveikė patenkinamai išaiškinti beveik visus tais laikais žinomus geometrinės optikos reiškinius. Tik vėliau (1850 m.) Fizeau, išmatavęs šviesos greitį vandenyje, parodė, kad ir geometrinėje optikoje iš tų dviejų teorijų tenka pasirinkti šviesos bangų teoriją.



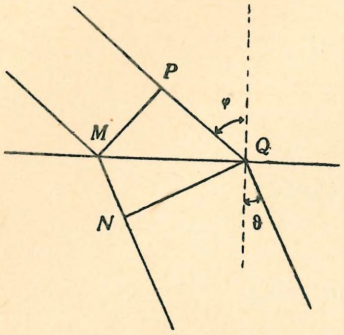
10 fig.

Kaip žinome, šviesos spindulys, eidamas iš tuštumos arba oro į vandenį, lūžta, artėdamas prie iškelto iš kritimo taško O statmens (10 fig.). Pagal Newtono teoriją, šviesos daleles, praeinančias pro skirtingas aplinkas skiriantį paviršių, veikia statmenos šiam paviršiui jėgos, kliudydamos joms įsiskverbti į antrąją aplinką. Todėl šviesos dalelių dalis atspindi nuo paviršiaus; ogi pajėgusios įsiskverbti dalelės sklinda antroje aplinkoje jau kitokiu greičiu. Kadangi daleles veikianti jėga yra statmena paviršiui, tai greičio gulsčioji paviršiui dedamoji nepakinta, o stačioji — padidėja, kai spindulys lūžta, artėdamas prie statmens. 10 figūroje $OA = v$ ir $OA_1 = v_1$ vaizduoja šviesos greičius abiejose aplin-

kose, OB ir OB_1 — stačiąsias, o OC — gulsčiąją greičio dedamąsias. Iš figūros matyti, kad

$$OC = v\sin\varphi = v_1\sin\vartheta$$

Čia φ ir ϑ yra kritimo ir lūžio kampai. Taigi, lūžio rodiklis



11 fig.

$$n = \frac{\sin\varphi}{\sin\vartheta} = \frac{v_1}{v} \qquad (11-1)$$

Ši formula išreiškia *Snelliuso lūžio dėsnį.*

Šviesos bangų teorijoje šis dėsnis taip išreiškiamas. Tegu MP (11 fig.) vaizduoja įspindusios, o NQ lūžusios bangos paviršių; jis per laiko vienetą pasistumia iš MP į NQ. Tuomet šviesos greitį abiejose aplinkose vaizduoja $PQ=v$ ir $MN=v_1$. Iš 11 fig. matyti, kad

$$MQ = \frac{v}{\sin\varphi} = \frac{v_1}{\sin\vartheta}$$

kur φ ir ϑ yra kritimo ir lūžio kampai; taigi, lūžio rodiklis

$$n = \frac{\sin\varphi}{\sin\vartheta} = \frac{v}{v_1} \qquad (11—2)$$

Tokiu būdu, abi teorijos lūžio rodiklį nusako skirtingai. Šviesai einant iš oro į vandenį, kaip minėjome, spindulys lūžta artėdamas prie statmens, taigi, $\varphi > \vartheta$, reiškia, $n > 1$. Iš pirmosios teorijos išeina, kad šviesos greitis vandenyje v_1 yra didesnis už šviesos greitį tuštumoje arba ore; bangų teorija išveda atvirkščiai: tuštumoje arba ore šviesos greitis turi būti didesnis. Fizeau, išmatavęs šviesos greitį vandenyje, rado, kad jis yra mažesnis už greitį ore; tokiu būdu šis tyrimas rėmė šviesos bangų teoriją.

Bet jau ir prieš tai šį ginčą, reikia skaityti, buvo laimėjusi šviesos bangų teorija. XIX šimtmečio pradžioje buvo pastebėti šviesos poliarizacijos, interferencijos bei užlenkimo reiškiniai [Maluso (1808), Arago (1811-15) ir ypatingai Fresnelio (1816-21) darbai], kurių Newtono šviesos teorija visiškai negalėjo išaiškinti.

XIX šimtmečio pradžioje F a r a d a y u s, aiškindamas elektrinius ir magnetinius reiškinius, įvedė jėgų lauko sąvoką. Įelektrinto bei įmagnetinto kūno aplinkoje susidaro ypatinga būsena; užpildantis erdvę hipotetinis „šviesos eteris" savotiškai deformuojasi — sakoma, sukuriamas elektrinis bei magnetinis laukas. Dviejų įelektrintų bei įmagnetintų kūnų tarpusavio veikimą Faradayus aiškina šiomis deformacijomis. Šias Faradayaus mintis M a x w e l l i s išreiškė griežtomis matematinėmis lygtimis, sukurdamas 1857-8 m. elektrinio ir magnetinio, trumpiau elektromagnetinio, lauko teoriją. Svarbiausios šios teorijos išvados yra tokios. Elektromagnetiniame lauke energija srovena kryptimi, statmena elektrinio ir magnetinio lauko jėgų kryptims. Be to, sukeltas kuriame erdvės taške elektro-

magnetinio lauko trikdymas sklinda erdvėje bangomis, kurios vadinamos *elektromagnetinėmis bangomis*. Šios bangos yra skersinės: elektrinio ir magnetinio lauko kryptys yra statmenos tarp savęs ir statmenos bangos sklidimo krypčiai. Šios bangos sklinda greičiu

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (11—3)$$

Čia c yra šviesos greitis tuštumoje, ε — aplinkos dielektrinė konstanta, μ — jos magnetinis laidumas (permeabilitiškumas); pastarasis daugelio kūnų yra artimas vienetui, todėl

$$v\ (=)\ \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \qquad (11—4)$$

Tuo laiku, kai Maxwellis skelbė šią teoriją, ilgesnės elektromagnetinės bangos, dabar vadinamos elektrinėmis, arba radijo bangomis, nebuvo žinomos. Jos buvo atrastos žymiai vėliau; jas gavo H e r t z a s tik 1884 m. Bet pats Maxwellis teigė, kad šviesos bangos yra tokios elektromagnetinės bangos. Taigi, Maxwellio teorija, skirdama šviesos bangoms elektromagnetinę prigimtį, dvi dideles fizikos dalis — elektrodinamiką ir optiką suliejo į vieną, pajungdama optiką elektrodinamikos dėsniams. Elektromagnetinių bangų greitis iš dalies parėmė šį Maxwellio teigimą, nes tuštumai $\varepsilon = \mu = 1$; taigi, joje elektromagnetinės bangos sklinda tuo pačiu greičiu, kaip ir šviesa. Tačiau buvo ir prieštaravimų. Iš lygties (11—4) išeina, kad šviesos bangų lūžio rodiklis

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon}$$

arba (11—5)

$$n^2 = \varepsilon$$

Tai yra vadinamoji *Maxwellio reliacija*. Ji tvirtina, kad šviesos lūžio rodiklis visai nepriklauso nuo bangos ilgio; bet šviesos sklaidymas (dispersija) įvairiose medžiagose aiškiai prieštarauja šiai reliacijai. Vėliau šis prieštaravimas išnyko, kai buvo atsižvelgta į atomistinę materijos struktūrą. Reikia pastebėti, kad Maxwellis elektromagnetinėje lauko teorijoje materijai skiria vientisinę (kontinuumo) struktūrą, kas, žinoma, neatitinka tikrovės. Ir tik kol elektromagnetinės bangos ilgis yra labai didelis, palyginus jį su atominiais dydžiais, materiją galime laikyti vientisine; bet kai šis ilgis artėja prie atominių dydžių, kas kaip tik atsitinka, imant šviesos bangas, tai pamiršti materijos atomistinę struktūrą nebegalima. Šia kryptim Maxwellio teorija yra praplėtęs L o r e n t z a s, sukurdamas elektronų teoriją.

Elektromagnetinė šviesos teorija neįnešė jokių esminių atmainų į šviesos bangų teoriją; ji tik pakeitė kai kurių tos teorijos dydžių fizinę reikšmę bei pagilino šviesos bangų prigimties supratimą, įjungdama šias bangas į bendrą elektromagnetinių bangų pluoštą. Šiuo laiku tų bangų pluoštas yra išplitęs nuo be galo ilgų elektrinių bangų iki trumpiausių γ

spindulių, sudarydamas vientisinį elektromagnetinių bangų spektrą, kuris paprastai dalomas į tokias sritis:

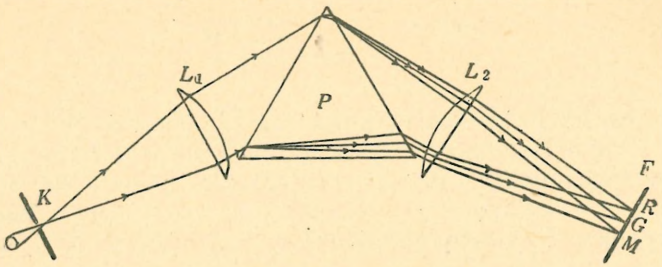
Bangų pavadinimas	Bangų ilgiai
elektrinės bangos	nuo ∞ iki 0,22mm
infraraudonieji spinduliai	„ 0,3mm iki 0,75μ
matomoji šviesa	„ 0,75μ „ 0,4μ
ultravioletiniai spinduliai	„ 0,4μ „ 20,2mμ
X spinduliai	„ 6 mμ „ $5{,}10^{-3}$mμ
γ spinduliai	„ $4{,}10^{-2}$mμ „ $3{,}10^{-4}$mμ

Iki XX šimtmečio pradžios elektromagnetinės bangos buvo aiškinamos kaip mechaniški dar Huygenso įvesto hipotetinio šviesos eterio svyravimai (arba vibracijos). Reliatyvumo teorija, paskelbta 1905 m., išrodė, kad aiškinti mechaniškai elektromagnetines bangas ne tik nėra jokio reikalo, bet ir negalima. Taigi, ji visai pašalino elektromagnetinių bangų teorijos materialų pamatą, paversdama tas bangas elektromagnetinėmis vibracijomis tuštumoje. Ir jų saitas su materija tepasireiškia tik spinduliavimo (emisijos ir absorbcijos) procesuose, kuriuose dalyvauja atskiros materijos dalelės — atomai ir molekulos.

§ 12. Šviesos sklaidymas (dispersija) ir užlenkimas; įvairūs būdai spektrams gauti

Kai natūralus bespalvis šviesos spindulys praeina pro stiklo arba kurios kitos medžiagos prizmą, jis yra išsklaidomas į skirtingų spalvų, arba skirtingų bangų ilgių, spindulius, kurie sudaro *šviesos spektrą*. Spektrą gauname todėl, kad skirtingų ilgių bangos, praeidamos pro medžiagą, nevienodai lūžta, taigi, jos sklinda joje skirtingu greičiu. Medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo jos prigimties ir nuo šviesos bangos ilgio λ. Ilgesnių bangų spinduliai paprastai lūžta mažiau, o trumpesnių bangų — daugiau. Bendrai šviesos sklaidymą išreiškiame lūžio rodiklio n ir bangos ilgio kitimų santykiu $\frac{dn}{d\lambda}$. Kuo didesnis yra santykis, tuo šviesos spinduliai yra daugiau išsklaidomi; tuo platesnis gaunamas šviesos spektras. Spektro plotis pareina nuo kraštinių spektro spindulių lūžio rodiklių skirtumo. Paprastai spektro linijų H ($\lambda = 3968$A) ir C ($\lambda = 6562{,}8$A) lūžio rodiklių skirtumas yra vadinamas medžiagos *specifiniu šviesos sklaidymu (dispersija)*. Be vadinamojo *normalaus šviesos sklaidymo*, kai šviesos bangos ilgiui didėjant, lūžio rodiklis mažėja, kartais gauname *anomalų šviesos sklaidymą*, kai, atvirkščiai, bangos ilgiui didėjant ir lūžio rodiklis didėja.

Šviesos spektrų tyrimo pamatinis tikslas yra surasti šviesos bangų ilgį bei jos stiprumą skirtingose spektro dalyse. Šviesos spektrus gauname spektroskopais ir spektrografais. Šiuose prietaisuose šviesą išskaido prizma arba užlenkiamoji gardelė. 12 fig. vaizduoja paprasčiausio spek-



12 fig.

troskopo schemą bei šviesos spindulių eigą. Šviesos spindulys, įėjęs pro kolimatoriaus plyšį *K*, eina pro lęšį L_1 ir lygiagrečiu spindulių pluoštu krinta į prizmą *P;* čia išsklaidytas, jis eina į žiūroną, kur praėjęs lęšį L_2 ir suglaustas, duoda židinio plokštumoje *F* spalvotų plyšių vaizdą — spektrą, kurį stebime pro okuliarą arba tiriame kuriuo kitu būdu. Pastaruoju atveju žiūronas yra pakeičiamas tinkamu prietaisu — fotografijos kamera, fotocele arba kuo kitu.

Spektroskopas (arba spektrografas) yra tuo geresnis, kuo jo skiriamoji galia yra didesnė ir kuo šviesesni yra gautieji spektrai. Tai priklauso nuo jų prizmos (arba gardelės) ir kolimatoriaus (arba objektyvo) savybių. Skiriamąją prietaiso galią nusako jo pajėgumas atskirti dvi gretimas labai artimų bangų ilgių spektro sritis arba dvi gretimas spektro linijas. Jei λ yra spektro linijos bangų ilgis, o $\delta\lambda$ — šios ir jai gretimos linijos bangų ilgių skirtumas, kurį prietaisas dar pajėgia pagauti, tai santykis $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ išreiškia prietaiso skiriamąją galią. Taigi, skiriamoji galia prietaiso, kuris įveikia išskirti natrio geltonąją liniją *D* į komponentus ($\lambda = 5890$A ir $\lambda = 5896$A), turi būti lygi $\frac{5893}{6} (=) 1000$.

Eidami pro prizmą šviesos spinduliai nukrypsta į prizmos pamatą. Kai spinduliai eina simetriškai, t. y. taip, kad kampai, kuriuos sudaro įeinančių ir išeinančių iš prizmos spindulių kryptis su prizmos briauna, yra lygūs ir prizmoje spinduliai eina lygiagrečiai jos pamatui, tai jie yra kuomažiausiai atlenkiami. Prizmos lūžio rodiklį *n*, jos laužiamąjį kampą α ir spindulių mažiausio nukrypimo kampą ϑ sieja tokia lygtis:

$$n \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\vartheta + \alpha}{2} \qquad (12-1)$$

Tegu einančių pro prizmą spindulių skersinio piūvio plotas yra *q*. Spinduliams užsilenkus pirmąją tamsią interferencijos juostą gautume šios lygties nusakytoje kryptyje:

$$q\Delta\vartheta = \lambda \qquad (12-2)$$

Čia $\Delta\vartheta$ reiškia mažiausio nukrypimo kampo pakitimą.
Išdiferencijavę lygtį (12—1), gausime:

$$\Delta\vartheta = \frac{2\,\frac{dn}{d\lambda}\,\delta\lambda\,\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\vartheta}{2}} \qquad (12—3)$$

taigi, spindulys, kurio bangos ilgis skiriasi $\delta\lambda$, bus atlenktas $\Delta\vartheta$ skirtingu kampu. Pagal Rayleigh, dviejų spindulių, kurių bangos ilgiai yra λ ir $\lambda + d\lambda$, vaizdus galima stebėti atskirai tik tuomet, kai antrojo spindulio šviesi interferencijos juosta sutampa su pirmojo tamsia juosta. Tuomet tarp šviesių juostų gaunamas reliatyvus (iki 19%) minimumas. Taigi,

$$\frac{\lambda}{q} = 2\,\frac{dn}{d\lambda}\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\vartheta}{2}}\,\delta\lambda \qquad (12—3)$$

Spindulių pluošto skersinio piūvio plotas galima taip išreikšti:

$$q = a\,\cos\frac{\alpha+\vartheta}{2} \qquad (12—4)$$

Čia a yra prizmos briaunos ilgis; jei prizmos pamato ilgis yra b, tai

$$a = \frac{b}{2\,\sin\frac{\alpha}{2}} \qquad (12—5)$$

Įstatę į lygtį (12 — 3), gausime:

$$\frac{\lambda}{q} = \frac{2\,\lambda\,\sin\frac{\alpha}{2}}{b\,\cos\frac{\alpha+\vartheta}{2}} = 2\,\frac{dn}{d\lambda}\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\vartheta}{2}}\,\delta\lambda \qquad (12—6)$$

Iš čia

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = b\,\frac{dn}{d\lambda} \qquad (12—7)$$

Ši formula ir išreiškia prizmos skiriamąją galią.

Tokiu būdu prizmos skiriamoji galia priklauso nuo jos pamato ilgio ir medžiagos, iš kurios ji yra padaryta, dispersijos $\frac{dn}{d\lambda}$. Lūžio rodiklio $n = 1{,}65$ stiklo prizma gali natrio geltonąją liniją išskirti, kai jos pamato ilgis $b \geq 1{,}16$ cm.

Prizmos pamatui ilgėjant, taigi, ir jos laužiamajam kampui didėjant, jos skiriamoji galia didėja. Todėl didelės skiriamosios galios prizmos paprastai turi didelį laužiamąjį kampą; taip, pvz., vadinamųjų Rutherfordo prizmų laužiamasis kampas siekia iki 120°. Bet yra nustatyta, kad sudėtų

viena paskui kitą n lygių prizmų skiriamoji galia yra n kartų didesnė, kaip vienos tokios, atskirai paimtos. Todėl vieną didelio laužiamojo kampo prizmą galime pakeisti keliomis mažesnio kampo prizmomis. Bet kadangi yra svarbu gauti ne tik labai išsklaidytus, bet ir pakankamai šviesius spektrus, kad galėtume juos tirti, tai, pasirenkant prizmą, tenka atsižvelgti ir į antrąją sąlygą. Paprastai, kuo įžulniau šviesa krinta į prizmos plokštumą, tuo daugiau jos atsispindi nuo paviršiaus. Šviesos nuostolis dėl atspindžio didelio kampo prizmai yra didesnis, kaip mažo. Bet pakeičiant vieną didelę prizmą keliomis mažomis, atspindimų paviršių skaičius padidėja; tiesa, tenka pastebėti, kad atspindėjusi šviesa yra poliarizuota; ir nuo visų kitų prizmų paviršių vis mažiau šviesos beatsispindi. Aplamai klausimas, kiek ir kokio laužiamojo kampo reikia imti prizmų, kad gautume labiausiai išbarstytą ir šviesiausią spektrą, nėra visai paprastas. Paskutinių laikų patyrimas parodė, kad tinkamiausios šiam reikalui prizmos turi 60° — 65° kampą. O kadangi 60° kampo prizmą yra lengviau pagaminti, tai paprastai spektrografai esti aprūpinami dažniausiai tokiomis prizmomis. Pagaliau, kad nereikėtų lęšių, dažnai vartojamos rutulinių paviršių prizmos; tuo keliu išvengiama šviesos absorbcijos lęšiuose.

Gero vienos prizmos spektrografo skiriamoji galia siekia (matomajam spektrui) 2000; tai reiškia, kad šiuo prietaisu galime atskirai stebėti dvi spektro linijas, kurių bangų ilgiai skiriasi tik 0,05%.

Paprastai prizmos iškraipo vaizdus, nes spindulių pluoštas, praėjęs pro prizmą, darosi astigmatinis. Mažiausiai iškraipyti vaizdai gaunami šiuo atveju. Spinduliai turi eiti lygiagretiškai pamatiniam prizmos piūviui. Pamatiniu piūviu vadiname einančią pro prizmą statmenai jos laužiamajai briaunai plokštumą. Šviesos spinduliai turi būti lygiagretūs; vadinasi, šviesos šaltinį reikia patalpinti kolimatoriaus objektyvo židinyje. Pagaliau jie turi taip eiti į prizmą, kad gautume jų mažiausią nukrypimą.

Aplamai prizmos parenkamos tokios, kad jos turėtų ne tik didelę dispersiją ir mažą temperatūrinį koeficientą, bet kad jos būtų ir skaidrios tiriamai šviesai, nes priešingu atveju gautųjų spektrų šviesos stiprumas būtų labai silpnas. Matomajai šviesai tirti vartojamos dažniausiai stiklo prizmos. Kitoms spektro sritims parenkamos kitokios, tiriamiems spinduliams skaidrios medžiagos prizmos, kaip tai: kvarco, valgomosios druskos (NaCl) silvyno (KCl), kalcio špato ir k.

Be prizminių spektrografų, spektrams gauti dažnai yra vartojami gardelės spektrografai, kuriuose prizma yra pakeista užlenkiamąja gardele. Pastarąją sudaro stiklo arba metalinėje plokštelėje įrėžti tiksliu dalomuoju prietaisu rėžiai. Didesnėse gardelėse visas rėžių skaičius siekia 100.000, o 1 mm ilgyje — 800 — 1000; taigi, tokios gardelės konstanta a yra lygi 1,2 — 1μ. Kartais gardelės paviršius yra daromas įgaubtas. Tokia gardelė vadinama *Rowlando gardele;* ji veikia kaip kolimatorius arba lęšis ir pati be jokios pagalbinės optikos duoda ryškius spektrus. Didelių gardelių kreivumo stipinas siekia 0,5 — 12 m.

Užsilenkę gardelėje ir interferuodami, šviesos spinduliai duoda šviesos interferencijos juostas ten, kur (10 — 2)

$$\alpha - \alpha_0 = n \frac{\lambda}{a} \qquad (12—8)$$

Čia α_0 ir α yra krypties kosinusai įspindusio ir užlenkto spindulių su gardelės linija, λ — bangos ilgis, a — gardelės konstanta, n — sveikasis skaičius, pažymįs spektro eilę, $n = 0, \pm 1, 2, 3 \ldots$

Kai spinduliai įspįsta statmenai gerdelei, tai $\alpha_0 = 0$ ir

$$\alpha = n \frac{\lambda}{a} \qquad (12—3)$$

Tokiu būdu, esant mažiems užlenkimams, šviesių juostų nuotolis yra proporcingas bangos ilgiui. Kai esti užlenkiamas natūralus bespalvis šviesos spindulys, tai spalvotos juostos sugula greta viena kitos, nes kiekvieno ilgio, taigi ir spalvos, banga duoda savo interferencijos juostą. Gauname *užlenkimo* (arba *difrakcijos) spektrą.* Raudonoji spektro dalis yra išorinėje (skaitant nuo vidurio), mėlynoji — vidurinėje pusėje. Spektrų eilei (n) didėjant, jie išplinta vis daugiau, ir gretimi spektrai pradeda užgulti kitas kitą. Iš formulos (12 — 3) išeina, kad skirtingų bangų ilgių juostų nuotoliai, išreikšti α, yra proporcingi bangų ilgiams; ir, atvirkščiai, atskirų spektro dalių ekrane bangų ilgiai yra proporcingi jų nuotoliui nuo centrinės nulinio spektro dalies ekrane — centro. Tokius spektrus vadiname *normaliais spektrais.* Kai žinome kurios spektro linijos bangos ilgį, tai, išmatavę kitų spektro linijų nuotolius nuo centro, galime išskaičiuoti jų bangos ilgį.

Gardelės skiriamoji galia $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ priklauso nuo jos rėžių skaičiaus N ir spektro eilės numerio n; ji yra lygi:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nn \qquad (12—4)$$

Taip, 10 cm pločio gardelės pirmos eilės spektre skiriamoji galia siekia 120.000.

Pagaliau spektrografai paprastai yra aprūpinami lęšiais — kolimatoriaus bei kameros objektyvais, o žiūronas, be to, dar ir okuliaru. Jie turi būti achromatiniai ir didelio šviesos stiprumo. Pastebėsime, kad objektyvo šviesos stiprumas yra nusakomas jo didžiojo židinio nuotolio F ir įšvaito skersmens d santykiu $F : d$, kurį vadiname *įšvaito santykiu.* Turinčio santykį $F : 3$ objektyvo šviesos stiprumas yra 4 kart didesnis, kaip turinčio $F : 6$ santykį objektyvo. Spektrografų šviesos stiprumas yra lygus jų objektyvo šviesos stiprumui esant mažiausiam įšvaitui.

Gretimos matomajai šviesai spektro sritys — ultravioletinė ir infraraudonoji — yra tiriamos tokiu pat būdu; tik joms tirti yra vartojami pritaikinti tiriamosios šviesos savybėms prietaisai. Bent trumpai susipažinsime su jais.

Ultravioletinės (4000—150 A ilgio bangų) šviesos spektrui gauti nebegalima vartoti stiklo optikos (lęšių ir prizmų), nes paprastas stiklas absorbuoja ultravioletinius spindulius. Ilgesnių (4000 — 2000 A) bangų ultravioletinės šviesos spektrams tirti paprastai vartojama kvarco optika, o trumpų (2000 — 150 A) — fluorito, nes pastaruosius spindulius absorbuoja ir kvarcas. Ultravioletinės šviesos gardelių spektrografuose dažniausiai vartojamos įgaubtos atspindžio gardelės, kurios pačios be jokios op-

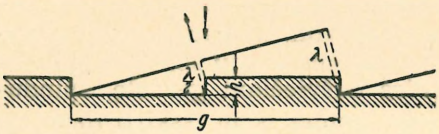
tikos duoda pakankamai ryškius spektrus, ypatingai, kai spinduliai krinta šliaužiamai. Jos paprastai gaminamos iš metalinių veidrodžių; pastaraisiais metais yra sėkmingai vartojamos ir stiklo gardelės; jų kreivumo stipinai svyruoja tarp 0,5—12 m. Rėžių skaičius 1 mm, priklausomai nuo to, kokio ilgio bangoms tirti jos skiriamos, siekia nuo 800 — 1200. Pagaliau tenka pastebėti, kad trumpiausius ultravioletinius spindulius absorbuoja dujos, todėl jų spektrus tenka tirti tuštumoje. Šiam tikslui gaminami tuštumos (vakumo) spektrografai.

Infraraudonųjų (nuo 0,7 μ iki 200 μ) spindulių spektrams gauti sėkmingai vartojami prizmų ir gardelės spektrografai. Tačiau ryškūs užlenkimo spektrai tėra gaunami tik tuomet, kai užlenkiamųjų spindulių pluoštas nėra perdaug įvairiaspalvis. Taigi, prieš nušviečiant gardelę, spindulius reikia vienu ar kitu būdu išbarstyti ir tuomet iš jų išskirti daugiau ar mažiau vienspalvį, t. y. monochromatinį spindulių pluoštą, kuris ir užlenkiamas gardele. Išskirti tokiems beveik monochromatiniams spindulių pluoštams dažniausiai vartojami filtrai, kurie parenkami, ištyrus infraraudonųjų spindulių absorbciją, einant jiems pro įvairias medžiagas. Tokiais filtrais gali būti (kristalinio arba lydyto) kvarco, kalcio špato bei šarminių halogenidų (LiF, NaF, NaCl, KBr ir k.) įvairaus storio plokštelės. Iš visų tokių filtrų tenka išskirti Christianseno filtras, kuris paremtas ne spindulių absorbcija, bet jų išbarstymu. Į lygiagrečių sienelių indą įpilama šviesai skaidraus kieto kūno vidutinio (iki 1 mm Ø) dydžio grūdelių, kurie užpilami skysčiu; pastarasis parenkamas toks, kad jo ir grūdelių medžiagos lūžio rodiklis tam tikro ilgio šviesos bangai yra vienodas. Šio ilgio šviesos bangos praeina pro šį mišinį visai neatsilenkdamos. Bet kitokių ilgių bangos bus išbarstomos visomis kryptimis ir tuo daugiau, kuo kieto ir skysto kūnų lūžio rodikliai bus šioms bangoms skirtingesni. Taigi, įvairiaspalvių spindulių pluoštas, pro šį filtrą praėjęs, tampa beveik monochromatinis. Šis efektas gaunamas ne tik skysčiuose, bet ir ore.

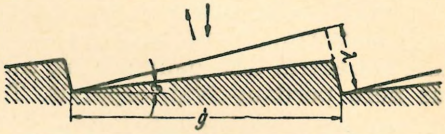
Pagaliau beveik monochromatinių spindulių pluoštai gaunami ir Rubenso liktinių spindulių būdu. Kai kurių medžiagų plokštelės atspindi tik tam tikrų ilgių bangas. Taigi, atsispindėjęs kelis kartus nuo tokių plokštelių, įvairiaspalvis spindulių pluoštas lieka beveik monochromatinis. Tinkamai suderinę skirtingų medžiagų plokšteles, galime išsklaidyti spindulius į spektrą. Infraraudonieji spinduliai (tarp 10 — 200 μ) selektyviai atsispindi nuo įvairių medžiagų paviršių, k. t. $CaCO_3$, $SrCO_3$, NaCl, KCl, KBr, TlCl, LiF ir k. NaCl daugiausia atspindi 50 μ ilgio bangas, KBr — 80 μ, o TlBr — 130 — 140 μ bangas.

Kaip minėjome, infraraudonųjų spindulių spektrams gauti vartojami prizminiai arba gardelių spektrografai. Prizmų spektrografus tevartoja tik trumpesniems (iki 30 μ) infraraudoniesiems spinduliams tirti. Jie pasidarė reikšmingesni tik paskutiniais metais, kada pavyko dirbtiniu keliu išauginti didelius skaidrius kristalus, lydinius vėsinant. Spektrografuose daugiausia vartojamos KBr prizmos, kuriomis gaunami spektrai iki 25 μ. KJ prizma siekia net iki 29 μ, bet ji nėra plačiai vartojama, nes KJ yra higroskopinis. Tiriant infraraudonuosius spindulius, paprastai vietoje lęšių vartojami metaliniai (gaminami iš aliuminio, nerūdijančio plieno ir k.) įgaubti veidrodžiai. Tinkamiausi prietaisai infraraudonųjų spindulių spektrams

gauti yra gardelių spektrografai. Trumpesnių infraraudonųjų bangų spektrams vartojamos matomosios šviesos gardelės. Ilgesnėms bangoms užlenkti gaminamos specialios — vielinės (laminarės), sluoksninės bei laiptinės gardelės. Sluoksninę gardelę (13 fig.) sudaro nelygaus paviršiaus plokštelė; iškilimai ir įdubimai pasikartoja taisyklingai; g yra gardelės konstanta, paviršių aukščių skirtumas $h = \lambda/4$. Figūroje parodyta, kaip susidaro 1 eilės užlenkimo spektras; strėlės nurodo krintančio ir užsilenkusio spindulių kryptį. 14 fig. vaizduoja laiptinę gardelę ir parodo 1 eilės



13 fig.



14 fig.

spektro susidarymą. Tenka pastebėti, kad gautų šiomis gardelėmis šviesą užlenkiant 1 eilės spektrų šviesos stiprumas yra žymiai didesnis (sluoksnine gardele — 4, o laiptine — 10 kart), kaip gautų paprasta gardele užlenkiant šviesą, nes šiose gardelėse šviesa atsispindi nuo viso gardelės paviršiaus. Bet šios gardelės tinka tik tam tikro ilgio bangoms užlenkti; sluoksninės gardelės h bei laiptinės gardelės plokštumų palinkimo kampas turi atitikti bangos ilgį.

§ 13. Spektrų šviesos stiprumo bei energijos matavimas

Atskirų šviesos spektro dalių arba atskirų spektro linijų šviesos stiprumas nustatomas šiais trimis būdais: fotocheminiu, fotoelektriniu ir šiliminiu. Pirmuoju ir antruoju būdu matuojant, atskiri šviesos kvantai sukelia fotocheminį (fotografijos) bei fotoelektrinį (§ 31) procesą; trečiuoju — spinduliavimo energija yra absorbuojama ir paverčiama šilimos energija, kuri sukelia temperatūros kitimą.

Šviesos stiprumą matuojant pirmuoju būdu, paprastai spektrografo žiūronas yra pakeičiamas fotografine kamera spektrams fotografuoti. Tiriant spektrų fotografijas, ypatingai svarbu žinoti, koks yra ryšys tarp šių dydžių: spektro linijos šviesos stiprumo, nušvietimo (ekspozicijos) laiko ir fotografijos vaizdo pajuodavimo. Vaizdo skirtingų dalių pajuodavimas šiaip nusakomas: kai negatyvą nušviečiame stiprumo I_0 šviesa ir stiprumo I_1, šviesa praeina pro jį, tai jo pajuodavimas S yra lygus:

$$S = \log \frac{I_0}{I_1} \qquad (13—1)$$

Iš antros pusės, spektro linijos šviesos stiprumas I ir nušvietimo laikas t fotografuojant yra taip susieti:

$$It^p = \text{const} \qquad (13—2)$$

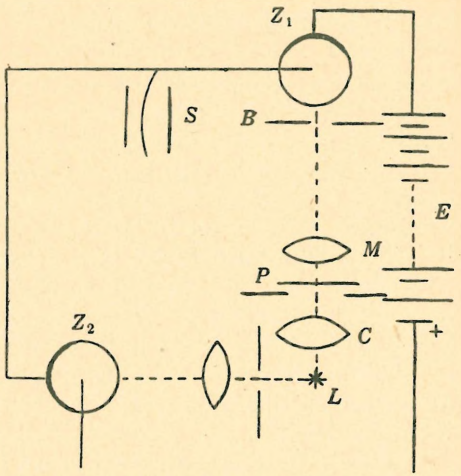
Čia p yra pastovus dydis. Pagal Schwarzschildą, fotografinio vaizdo pajuodavimas S yra lygus:

$$S = \log kIt^h \qquad (13-3)$$

kur k ir h yra tam tikros konstantos. Kai dviejų fotografinių vaizdų pajuodavimas yra vienodas, tai

$$\frac{I_1 t_1^h}{I_2 t_2^h} = 1 \qquad (13-4)$$

kada fotografuojame ant tos pat fotografinės plokštelės. Fotografinių vaizdų (negatyvų) pajuodavimas yra nustatomas mikrofotometru. 15 fig. vaizduoja Kocho ir Gooso sukonstruoto registruojančio mikrofotometro schemą. Šviesos šaltinio L spinduliai, praėję lęšį C, nušviečia matuojamąją plokštelę P ir, praėję lęšį M ir įšvaitą B, pasiekia fotocelę Z_1, kurios anodas yra sujungtas su stygos elektrometru S; jautrusis šviesai fotocelės sluoksnis sujungiamas su neigiamu elementų baterijos E poliu. Sukelta fotosrovė įelektrina elektrometrą S ir per antrą fotocelę Z_2 nubėga į žemę. Fotocelė Z_2 yra nušviečiama to paties šaltinio spinduliais ir pašalina arba bent sumažina šaltinio šviesos stiprumo svyravimų įtaką elektrometro atlenkimams. Kai kuriuose tokio pat principo mikrofotometruose antroji fotocelė yra pakeista varžynu. Kritusios ant elektrometro stygos ir atsispindėjusios šviesos siaurutis pluoštelis yra nukreipiamas į registruojančią fotografinę plokštelę, kuri taip padėta, kad, stumiant matuojamąją plokštelę P, automatiškai ji slenka pirmyn. Tuomet šviesos „zuikelis" fotografinėje plokštelėje „išbrėžia" elektrometro atsilenkimų kreivę, kuri ir parodo negatyvo įvairių vietų pajuodavimą.



15 fig.

Ultravioletinę bei infraraudonąją spektro dalį fotografuojant, tenka vartoti specialiai pagamintas fotografijos plokšteles. Trumpų bangų ultravioletinę šviesą absorbuoja želatinas, todėl šiai spektro sričiai yra vartojamos turinčios mažus želatino kiekius, vadinamosios *Schumanno* plokštelės. Infraraudonosios šviesos spektrams fotografuoti vartojamos tam tikru būdu sensibilizuotos plokštelės. Tokiomis plokštelėmis pasisekė nufotografuoti spektrus iki 1,2 — 1,3 μ ; tas tesudaro tik $^1/_2$ oktavos infraraudonųjų spindulių, kurių iš viso turime 9 oktavas. Galima dar ir daugiau jautrinti plokšteles, tačiau tuomet jas pradeda veikti juodasis spinduliavimas, kuris sukelia tamsoje reakciją, ir plokštelės esti padengiamos šydu. Šiaip fotografinis būdas, sumuodamas ilgesnį laiką veikimą, savo jautrumu toli (bent 10^4 kartų) pralenkia šiliminį būdą.

Fotoelektrinis būdas yra paremtas fotoelektriniu efektu (§ 31). Šiuo būdu matuojant, vartojamos fotocelės arba elektronų skaitikliai (§ 37). Pastarieji daugiau tinka trumpų bangų energijai matuoti. Fotocelės, ypa-

tingai be dujų (vakumo), išlaiko tam tikrose ribose griežtą proporcingumą tarp fotosrovės ir šviesos stiprumo. Atskiroms spektro dalims tirti vartojamos skirtingos fotocelės. Ultravioletiniams ir iš dalies mėlyniems spinduliams yra ypatingai jautrios šarminių metalų fotocelės, kaip antai: kalio, natrio, kadmio ir kt. Matomai bei infraraudonajai šviesai gaminamos dirbtinio sluoksnio fotocelės; šių fotocelių metalinis sluoksnis nėra vientisinis, bet sudėtas iš kelių, taip, cezio celės sluoksnį sudaro Ag, CsO ir Cs sluoksniai. Kartais dirbtinį sluoksnį sudaro kai kurių medžiagų vienalytis mišinys. Dirbtinio sluoksnio fotocelių jautrumas siekia iki 1,2 μ — 1,4 μ ; tačiau ši riba nėra kraštinė, ypatingais atvejais siekiama daug toliau, net iki 3,4 μ. Fotoelektrinis matavimo būdas yra jautriausias iš minėtų trijų būdų; savo jautrumu jis viršija ir fotografinį būdą.

Šiliminis būdas daugiausia taikomas infraraudonųjų ir matomosios šviesos, bet rečiau ultravioletinių spindulių stiprumui matuoti. Šiliminiu būdu nustatant šviesos stiprumą, vartojami šiliminiai imtuvai; juose spinduliavimo energija paverčiama šilima. Tokiais šiliminiais imtuvais yra bolometras, termoelementas (radiometras) ir termobaterija. Trumpesnių bangų energijai absorbuoti iš seniau yra vartojami paprasti ir platinos suodžiai, o ilgesnių bangų — stiklo milteliai. Vėliau buvo rasta, kad išretintame (iki 1 mm Hg) ore bei kitose neutraliose dujose metalus garinant, jų garai šaltesnėse vietose sudaro pilką bei juodą metalinį paviršių, kuris ypatingai gerai absorbuoja infraraudonąją šviesą. Juo padengia bolometrą bei termoelemento (arba baterijos) lydymo vietą.

Bolometrą sudaro plona, padengta absorbuojančiu šviesą sluoksniu, vielelė; ją jungiame į Wheatstone'o tiltelio vieną šaką ir matuojame jos elektrinės varžos kitimą; iš pastarojo susekame jos absorbuotą energiją.

Termoelemento arba baterijos termosrovę matuojame jautriu galvanometru. Mikroradiometre galvanometro solenoido įvyjos tarnauja kaip termobaterija.

Pagaliau tenka atskirai paminėti Czerny ir Molleto atrastą evaporografijos būdą infraraudonųjų spindulių stiprumui matuoti. Plonos (apie 0,1 μ) celuloidinės membranos viena pusė yra padengiama infraraudonąją šviesą absorbuojančiu sluoksniu, o antra — specialiu parafino aliejumi; aliejaus sluoksnio storis yra apie 0,5 μ . Kai atskiros membranos dalys yra nevienodai stipriai nušviečiamos, tai iš daugiau nušviestų ir įšilusių jos vietų aliejus persidestiliuoja į šaltesnes, silpniau apšviestas vietas. Iš interferencijos spalvų kitimo galima spręsti apie aliejaus sluoksnio storio pasikeitimą. Šiuo būdu galima atskirti nutolusias nuo viena kitos tik per 0,1 mm spektro linijas. Taip pavyko ištirti infraraudonosios šviesos spektrus iki 10 μ bangos ilgio.

§ 14. Šviesos absorbcija

Kai šviesos spinduliai eina pro medžiagą, tai jų stiprumas silpnėja, kadangi jie yra absorbuojami. Kol medžiagos sluoksniai yra ploni, tai šviesos stiprumo kitimas yra proporcingas sluoksnių storiui. Jei pradinis spindulių šviesos stiprumas yra I_0, o jiems praėjus pro storio dt medžiagos sluoksnį — I, tai stiprumo pakitimas dI yra proporcingas I ir dt, taigi,

$$dI = -kIdt \qquad (14 - 1)$$

Čia k yra *šviesos absorbcijos koeficientas.* Neigiamas ženklas yra imamas todėl, kad sluoksniui storėjant, šviesos stiprumas mažėja. Suintegravę gausime:

$$\ln I = -kt + C \qquad (14—2)$$

Integravimo konstanta C surandama šiuo būdu. Kai sluoksnio storis $t = 0$, tai $I = I_0$, taigi, $C = \ln I_0$. Įstatę į (14—2), gauname:

$$\ln \frac{I}{I_0} = -kt$$

arba

$$I = I_0 e^{-kt} \qquad (14 — 3)$$

Medžiagos absorbcijos koeficientas gali būti surastas, nustačius, pro kokio storio t_0 sluoksnį turi praeiti šviesos spinduliai, kad jų šviesos stiprumas sumažėtų pusiau. Tuomet

$$\frac{I}{I_0} = 0{,}5$$

ir

$$k = \frac{0{,}693}{t_0} \qquad (14 — 4)$$

Tačiau eksperimentiškai absorbcijos koeficientas yra nustatomas šiuo būdu. Iš (14 — 3) gauname, imdami dešimtainį logaritmą:

$$\log \frac{I}{I_0} = -kt \log_{10} e \qquad (14—5)$$

iš čia

$$\frac{1}{t} \log \frac{I}{I_0} = -k \log_{10} e$$

arba

$$\frac{1}{t} \log \frac{I_0}{I} = k \log_{10} e \qquad (14—6)$$

$k\log_{10}e$ yra vadinama ekstinkcija. Ją gauname, nustatę nušviečiamos ir praėjusios pro medžiagą šviesos stiprumų santykio dešimtainį logaritmą absorbuojamos plokštelės storio vienetui. Pirminės bei pro medžiagą praėjusios šviesos stiprumą išmatuojame vienu anksčiau minėtu būdu. Ekstinkciją nustatę, galime surasti ir absorbcijos koeficientą k.

Kartais pasitaiko, kad einančios pro medžiagą šviesos tik tam tikro ilgio bangos esti stipriau absorbuojamos, o visos kitos tėra absorbuojamos labai mažai arba praeina visai neabsorbuotos. Tuomet pirmųjų bangų absorbcijos koeficientas yra žymiai didesnis, kaip visų kitų. Šį reiškinį vadiname *selektyvia absorbcija.* Tos spektro vietos, kur ji pasireiškia, yra visai tamsios; šiose vietose gauname *absorbcijos juostas.* Taip, einant šviesai pro kvarcą, absorbcijos juostas gauname tose spektro vietose, kur šviesos bangų ilgis yra 8,5 μ ir 21 μ, o einant pro valgomąją druską (NaCl) — 61,7 μ ir 0,15 μ.

§ 15. Spektro linijos; jų serijos

Įkaitinti kietieji kūnai spinduliuoja *vientisinį* spektrą, dujos ir garai (išskyrus atskiras vientisines sritis) — *juostinį* ir *linijinį spektrus*. Juostinius spektrus spinduliuoja molekulos, o linijinius — atomai. Pastaruosius spektrus sudaro atskiros, ne visai griežtos šviesios linijos arba linijų kompleksai; juostiniai spektrai sudėti iš atskirų, kartais su tamsiais ruožais, juostų, kurios, labiau išbarstytos, išsiskirsto į daugybę atskirų linijų.

Spektro linija nėra griežta geometrinė linija, bet ji yra išplitusi, turi tam tikrą plotį. Taigi, ji nėra visai monochromatinė; jos skirtingų dalių bangos ilgiai, taigi ir dažnumai, šiek tiek skiriasi. Spektro liniją išplečia štai kas.

Dujų molekulos ir atomai visą laiką juda. Šis šiliminis spinduliuojančių atomų judėjimas sukelia Dopplerio (§ 6) efektą. Stebimas spinduliuojamos šviesos dažnumas pakinta atomui artėjant arba tolstant nuo stebėtojo. Kai atomo judėjimo greitis stebėtojo atžvilgiu lygus v, šviesos greitis — c, spinduliavimo dažnumas — ν, tai stebimas šviesos dažnumas ν^1 yra lygus (6—3):

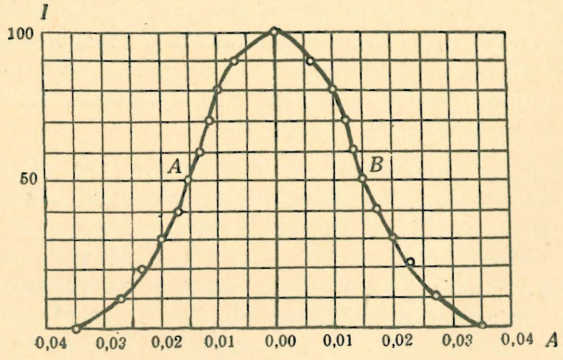
$$\nu^1 = \nu\,(1 \pm v/c) \qquad (15—1)$$

Kadangi atomai juda chaotiškai, visomis kryptimis, tai ir spektro linija išplinta į abi puses simetriškai. Taip, vandenilio atomo šiliminio judėjimo greitis 0°C temperatūroje yra lygus $v = 1{,}85.10^5$ cm/sek; taigi, $v/c = 6{,}2.10^{-6}$ ir $\Delta\nu = \nu^1 - \nu = \pm\ 6{,}2\,.\,10^{-6}\nu$. Dažnai linijos dažnumo vietoje imamas jos bangų skaičius 1 cm ν_0, kuris, jei bangos ilgis yra λ, lygus:

$$\nu_0 = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}\ \text{cm}^{-1} \qquad (15—2)$$

Bangų skaičiaus kitimas $\Delta\nu_0 = \Delta\nu/c$. Imsime vandenilio liniją bangos ilgio $\lambda = 4861$A; bangų skaičius $\nu_0 = 1/\lambda = 20571\ \text{cm}^{-1}$; $\Delta\nu_0 = \pm\ 6{,}2\,.\,10^{-6}\,\nu_0 = 0{,}127\ \text{cm}^{-1}$.

Spinduliuojančio atomo energija mažėja, taigi, ir svyravimų (vibracijų) amplituda mažėja, svyravimai gęsta. Turime slopinamus svyravimus. Bet slopinamas monochromatinis spinduliavimas pakinta į nemonochromatinį, skirtingų bangų ilgių spinduliavimą. 16 fig. kreivė vaizduoja energijos padalinimą kadmio raudonojoje spektro linijoje. Vienoje ašyje sužymėti nuotoliai (A) nuo linijos vidurio, antroje — reliatyvus linijos šviesos stiprumas, proporcingas energijai. Nuotoliui nuo linijos vidurio didėjant, stiprumas vis mažėja, artėdamas prie nulio.



16 fig.

Nuotolį tarp linijos vietų A ir B, kur stiprumas sumažėja per pusę, vadiname spektro linijos *natūraliu pločiu.* Šiuo atsitikimu linijos plotis yra $\Delta\lambda = 0{,}03\text{A}$ ir $\left[\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right] = \left[\frac{\Delta\nu}{\nu}\right] = \frac{3.10^{-2}}{6.10^{3}} = 5.10^{-6}$, nes paimtos linijos vidutinis bangos ilgis $\lambda = 6000\text{A}$. Kadangi šios linijos $\nu = 10^{14}$ sek^{-1}, tai $\Delta\nu = 5.10^{8}$ sek^{-1}. Taigi, bet kuri spektro linija yra sudėta dar iš labai didelio skaičiaus skirtingo ilgio bangų.

Spinduliuojančiam atomui susidaužus su kitais atomais, spinduliavimo procesas nutrūksta; turime *smūginį slopinimą,* dėl kurio, kaip jau anksčiau kalbėjome, linija išplinta. Smūginis slopinimas yra proporcingas smūgių skaičiui, taigi, dujų slėgimui ir šiliminio judėjimo greičiui arba $\sqrt{T}$, kur T yra absoliutinė dujų temperatūra. Esant mažiems slėgimams ir žemoms temperatūroms, smūgių slopinimas mažai teišplečia spektro liniją; tačiau jau esant 0°C ir 1 atmosferos slėgimui linijos išplitimas siekia kelių bangų ilgį. Smūgių sukeltas linijos išplitimas priklauso ir nuo atomų prigimties, su kuriais spinduliuojantis atomas susidaužia. Taip, gyvojo sidabro garai, kurių slėgimą atsveria 7,3 mm Hg, liniją 2536A (Hg) tiek išplečia, kiek įveikia ją išplėsti tauriosios dujos, pvz., Ne, Ar ir kitos, kuomet jų slėgimas yra lygus 1 atmosferai (76 cm Hg).

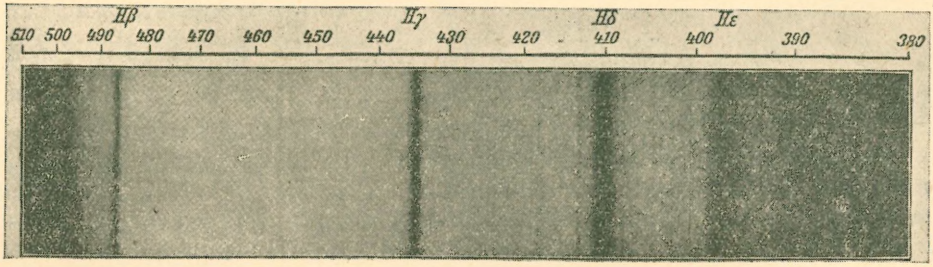
Spektro linijos pavidalas kinta, kai šviečiančiose dujose susidaro temperatūros bei tankio skirtumas, jei dujų atomai absorbuoja spinduliavimą. Aukštesnės temperatūros ir didesnio tankio vietose spinduliavimas yra itin stiprus, bet spinduliuojamoji linija yra labai išplitusi. Šaltesni bei retesni tų pačių dujų sluoksniai absorbuoja einantį pro juos spinduliavimą. Tačiau šiose vietose absorbcijos (ir emisijos) linija mažiau išplitusi, siauresnė. Taigi, bus absorbuota tik linijos vidurinė dalis; išėjusios linijos išvaizda pasikeis. Šį reiškinį vadiname *linijos apsigręžimu.*

Tenka pastebėti, kad linijos pavidalui atsiliepia ir visa eilė kitų veiksnių, k. a. atominis elektrinis laukas, sukeldamas Starko efektą, pačių linijų feinstruktūra ir hiperfeinstruktūra. Su tais veiksniais susipažinsime vėliau.

Linijinio spektro linijos skirstomos į taisyklingas grupes — linijų serijas. Kiekvienoje linijų serijoje nuotoliai tarp linijų taisyklingai mažėja einant į trumpesnių bangų pusę, linijos tankėja, kol pagaliau visai susilieja, sudarydamos vientisinį spektrą vadinamoje *serijos ribo je.* Paprastai nuo serijos pradžios, o kartais nuo kai kurios kitos serijos vietos, linijų šviesos stiprumas silpnėja tąja pat kryptimi. Ypač lengva yra suskirstyti į serijas vandenilio, helio, šarminių bei žemės šarminių elementų spektrų linijas.

Juostinių spektrų linijos susitelkia juostų riboje, tačiau visai nesuartėja, kaip linijinio spektro linijos serijos riboje. Juostų ribos esti ir ilgesnių, ir trumpesnių bangų pusėje. Juostiniai ir linijiniai spektrai gaunami dviejų rūšių: *emisijos ir absorbcijos spektrai.* Kai kuriais atvejais absorbcijos spektruose yra gaunama daugiau linijų, kaip emisijos spektruose. Taip, vandenilio emisijos spektre gaunama kai kurių serijų tik po 20 — 30 linijų, tuo tarpu absorbcijos spektre tų pačių serijų — iki 60 — 70 linijų; absorbcijos spektruose beveik priartėjama prie serijos

ribų, kurios surandamos ekstrapoliuojant. 17 fig. vaizduoja vandenilio spektro (Balmerio serijos) linijas absorbcijos spektre (Sirijaus žvaigždės spektras).



17 fig.

Spektro linijų tarpinio nuotolio taisyklingas kitimas paskatino mėginti šį taisyklingumą kiekybiškai nusakyti tam tikra formula. Šio darbo ėmėsi 1885 m. Balmeris ir surado formulą, kuri visai griežtai nusako vandenilio spektro matomosios serijos, vadinamos *Balmerio serija*, linijų bangų skaičių ν_0. Ši formula vadinama Balmerio vardu ir rašoma taip:

$$\nu_0 = {}^1/\lambda = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (15-3)$$

Čia λ yra spektro linijos bangos ilgis, R — vadinamoji *Rydbergo konstanta*, $R = 109677{,}76\ \text{cm}^{-1}$; n — sveikas kintamasis skaičius, $n = 3, 4, 5\ldots$ Spektro linijos bangų skaičių ν_0 ši formula nusako kaip dviejų skaičių — *„termų"* skirtumą; pirmasis termas yra pastovus, antrasis — kintamas. Kaip vėliau matysime, šiems termams teikiama fizinė prasmė: jie atitinka spinduliuojančio atomo energijos lygmenis. Spektrų tyrimų tikslas ir yra surasti spektro linijų termus ir juos atitinkančius atomo energijos lygmenis.

Vėliau buvo įsitikinta, kad Balmerio formula ne tik tinka vandenilio spektro linijų bangų skaičiams nusakyti, bet kad tik tokia, o ne bet kuria kita, šis skaičius ir tegalima išreikšti; ji yra pamatinė spektrinė formula. Ji paprastai taip rašoma:

$$\nu_0 = R\left[\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right] \qquad (15-4)$$

Čia n_0 yra pastovus sveikasis, n — kintamas sveikasis skaičius. Balmerio formulos struktūra iškėlė aikštėn vieną bendriausią spektrų teorijos principą, kurį Ritzas paskelbė 1908 m. Jis sako, kad *sudedant arba atimant pačias serijų formulas arba įeinančias į jas konstantas, gaunamos naujos formulos, kurios padeda išskaičiuoti iš jau žinomų spektro linijų bangų skaičių naujų spektro linijų bangų skaičius.* Sakysime, kad dviejų jau žinomų spektro linijų bangų skaičiai išreiškiami A ir B bei C ir D termų skirtumu $A - B$ ir $C - D$; tad kombinuojant termus A ir C bei B ir D, gaunami naujų linijų bangų skaičiai, kurie išreiškiami skirtumais $A - C$ ir $B - D$. *Šis kombinacijos principas* galioja visose spektrų srityse.

Tenka pastebėti, kad ne bet kuriai termų kombinacijai gaunama iš tiesų spektro linija; kai kurios iš jų normaliose sąlygose yra uždraustos. Kombinacijos principą pirmiausia pareme vandenilio spektro tyrimo daviniai.

§ 16. Vandenilio ir jonizuoto helio linijinio spektro serijos

Balmerio formula (15 — 3) nusako vandenilio matomojo ir artimiausio ultravioletinio spektro serijos linijų bangų skaičių. Jau pats Balmeris spėjo, kad vandenilio spektre turėtų būti ir tokia serija, kurios linijų bangų skaičių nusako ši formula:

$$\nu_0 = R\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 4, 5, 6 \ldots \qquad (16-1)$$

Ir tikrai, 1908 m. P a s c h e n a s atrado infraraudonojoje vandenilio spektro dalyje dvi linijas, kurių bangų ilgiai yra $\lambda_1 = 18751{,}3A$ ir $\lambda_2 = 12817A$; jos priklauso formulos (16—1) nusakomai serijai; ši serija vadinama *Paschen o serija.*

1906 m. L y m a n a s susekė ultravioletinėje vandenilio spektro dalyje linijas, kurių bangų skaičius išreiškiamas formula:

$$\nu_0 = R\left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 2, 3, 4 \ldots \qquad (16-2)$$

Šių linijų serija vadinama *Lymano serija.* Jos pirmosios ($n = 2$) linijos bangos ilgis $\lambda = 1215{,}7A$.

Be šių serijų, vandenilio infraraudonojoje spektro dalyje yra pastebėtos serijos

$$\nu_0 = R\left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 5, 6, 7 \ldots \qquad (16-3)$$

spektro linijos. Dvi pirmąsias šios serijos linijas ($\lambda_1 = 2{,}63\ \mu$ ir $\lambda_2 = 4{,}05\ \mu$) išmatavo B r a k e t t a s, todėl ši serija ir yra vadinama jo vardu. Pagaliau 1924 m. P f u n d a s atrado serijos

$$\nu_0 = R\left[\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 6, 7, 8 \ldots \qquad (16-4)$$

pirmąją spektro liniją ($\lambda = 7{,}40\ \mu$); ši serija yra taip pat infraraudonojoje spektro dalyje.

Iki 1913 m. vandenilio spektrui buvo priskiriamos dar dvi serijos. Vienos iš jų, 1912 m. F o w l e r i o atrastos vandenilio ir helio dujų mišinio spinduliavimą tiriant, linijų bangų skaičius nusakomas tokia formula:

$$\nu_0 = 4R\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 4, 5, 6 \ldots \qquad (16-5)$$

Antrosios serijos linijas pastebėjo P i c k e r i n g a s ξ Pupis ūkuose; šios serijos linijų bangų skaičius išreiškiamas taip:

$$\nu_0 = 4R\left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 5, 6, 7 \ldots \qquad (16-6)$$

Vėliau paaiškėjo, kad tai yra jonizuoto helio (He^+) spektro linijos. Be šių serijų, jonizuoto helio ultravioletinėje spektro srityje yra žinomos tokios dvi linijų serijos:

$$\nu_0 = 4R\left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 3, 4, 5 \ldots \quad \text{ir} \quad \nu_0 = 4R\left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 2, 3, 4 \ldots \qquad (16—7)$$

Pirmosios serijos yra išmatuota pirmoji linija; antrosios serijos žinomos dvi linijos $\lambda_1 = 303{,}6A$ ir $\lambda_2 = 256{,}3A$. Iš čia matyti, kad jonizuoto helio spektras yra labai panašus į vandenilio spektrą; tik R vertė šiek tiek skiriasi nuo anksčiau duotos; čia $R = 109.722\ cm^{-1}$.

§ 17. Sunkesnrųjų atomų linijiniai spektrai

Sunkesniųjų atomų spektrai yra jau įvairesni ir sudėtingesni, kaip vandenilio spektras. Emituojamųjų spektrų pobūdis priklauso ir nuo atomų žadinimo būdo. Spektrus gauname, stebėdami spektrografu liepsnos bei Voltos lanko arba elektrinės kibirkšties bei išsielektrinimo dujose švytėjimą. Liepsnose turime veik išimtinai jonų ir atomų, o Voltos lanke — ir elektronų, kurie yra išspinduliuojami iš įkaitusio katodo, smūgių. Kadangi atomų, jonų ir perbėgusių nedidelį lanko potencialų skirtumą elektronų energija nėra didelė, tai šiais smūgiais atomai esti tik sužadinami spinduliuoti. Ir tik aukštesnėse (apie 3000°C) temperatūrose pasireiškia jau ir terminė jonizacija, kada iš atomo yra visai išmušamas elektronas. Taigi, liepsnoje bei lanke šviesą spinduliuoja sužadinti neutralūs atomai. Paprastai neutralaus atomo spinduliuojamą spektrą vadiname *lanko spektru* ir žymime I. Jei norime elektrinę kibirkštį bei išsielektrinimą dujose (Geisslerio vamzdeliuose) gauti , tenka sudaryti didelius (iki keletos kilovoltų) potencialų skirtumus; juos perbėgdamos įelektrintos dalelės (jonai bei elektronai) įgauna tokią didelę energiją, kad, susidaužda-mos su atomais, įveikia juos jonizuoti; šiuo atveju gaunama net aukštesnio (dviejų, trijų ir daugiau kartų) laipsnio jonizacija. Jonizuotų atomų spinduliuojamus spektrus vadiname *kibirkštiniais spektrais* ir žymime: vieną kartą jonizuoto atomo — pirmos eilės kibirkštinį spektrą — II, du kartus jonizuoto atomo — antros eilės — III ir t.t.

Jau minėjome, kad helio pirmos eilės kibirkštinis He II spektras yra panašus į vandenilio spektrą; į šį spektrą yra panašūs ir Li III, Be IV ir t.t. spektrai. Šių spektrų linijų bangų skaičius yra išreiškiamas Balmerio formula, tik skiriasi konstanta R, kuri kiekvienam elementui yra kitokia, nors skirtumai ir maži; be to, ją tenka dauginti iš elemento eilinio numerio kvadrato; eilinis elemento numeris nusako jo vietą periodinėje elementų sistemoje; taigi, ličio spektro Li III linijų bangų skaičių reiškiant, reikia imti $9R_{Li}$, berilio spektro BeIV — $16R_{Be}$ ir t. t. He II, Li III, Be IV ir t. t. spektrai savo struktūra bei termų sudarymu yra panašūs į vandenilio spektrus, nes, kaip matysime vėliau, ir spinduliuojančių tuos spektrus jonų struktūra yra panaši į vandenilio atomo struktūrą. Toks pat spektrų panašumas randamas ir sunkesniųjų elementų spektruose; taip, natrio lanko spektras Na I, magnio kibirkštinis pirmos eilės spektras Mg II, aliuminio kibirkštinis antros eilės spektras Al III, silicio — Si IV ir t.t. turi vienodą

struktūrą; vienodai sudaromi ir jų linijų termai. Sommerfeldas ir Kosselis nustatė tokį *spektrų postūmio dėsnį: bet kurio elemento lanko spektras savo struktūra bei termų sudarymu yra panašus į gretimo elemento, kurio eilės numeris periodinėje elementų sistemoje yra didesnis vienetu, pirmos eilės kibirkštinį spektrą arba į tolimesnio elemento, kurio eilės numeris didesnis dviem vienetais, antros eilės kibirkštinį spektrą ir t. t.*

Nors sunkesniųjų atomų spektrai yra sudėtingesni ir turi daugiau linijų, bet šias galima taip pat sugrupuoti į atskiras serijas. Ypač lengvai suskirstomos į serijas vienvalenčių (šarminių metalų) elementų spektro linijos. Elementų valentingumui didėjant, spektro linijų daugėja, sunkėja ir jų suskirstymas į serijas; pagaliau spektrai pasidaro tokie painūs ir turi tiek daug linijų, kaip tai Fe, Co, Ni ir kitų jiems giminingų elementų spektrai, kad linijas suskirstyti į serijas nebeįmanoma; tačiau ir čia dar surandamos turinčios panašią struktūrą linijų grupės.

Vienvalenčių elementų spektrų linijos lengvai suskirstomos į atskiras serijas. Tos pačios serijos linijų bangų skaičius išreiškiamas, kaip ir vandenilio spektro linijų, dviejų skaičių – termų skirtumu. Tačiau termai yra jau sudėtingesni ir turi šią formą:

$$R\,\frac{1}{(n+a)^2} \qquad (17\text{--}1)$$

Čia n yra sveikasis skaičius, a nedidelė, tai pačiai serijai pastovi pataisa. Taigi, šių elementų spektro linijų bangų skaičių reiškianti formula skiriasi nuo Balmerio formulos tik nedidele pataisa a. Vienvalenčių elementų optinių (ultravioletinio, matomojo ir infraraudonojo) spektrų linijos iš pradžių buvo skirstomos į 4 serijas: *vyriausiąją, difūzinę* (arba *I šalutinę*), *ryškiąją* (arba *II šalutinę*) ir *pamatinę* (arba *fundamentalinę*, dar ją vadina Bergmanno serija). Atskirų serijų linijų bangų skaičius yra taip išreiškiamas:

$$\text{vyriausiosios serijos } \nu_0 = R\left[\frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2}\right] \quad n = 2, 3, 4\ldots$$

$$\text{difūzinės } \text{„ } \nu_0 = R\left[\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+d)^2}\right] \quad n = 3, 4, 5\ldots \qquad (17\text{—}2)$$

$$\text{ryškiosios } \text{„ } \nu_0 = R\left[\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2}\right] \quad n = 2, 3, 4\ldots$$

$$\text{pamatinės } \text{„ } \nu_0 = R\left[\frac{1}{(3+d)^2} - \frac{1}{(n+f)^2}\right] \quad n = 4, 5, 6\ldots$$

Čia s, p, d, f yra aukščiau minėtos termų pataisos, n — sveikasis kintamas skaičius. Iš visų serijų pamatinė serija savo struktūra yra daugiausia panaši į Balmerio seriją; jos pataisa yra labai maža; pati serija yra infraraudonojoje spektro dalyje.

Spektro linijoms žymėti paprastai vartojami termų simboliai, kurie sutrumpintai nusako pačius termus. Apskritai bet kuris termas $\frac{R}{(n+a)^2}$

žymimas nA; taigi termą $\frac{R}{(1+s)^2}$ teks žymėti $1S$. Tokį simbolinį termų žymėjimą įvedus, serijas tenka taip pažymėti:

vyriausiąją seriją	$\nu_0 = 1S - nP$	$n = 2, 3, 4 \ldots$	(17—3)
difūzinę „	$\nu_0 = 2P - nD$	$n = 3, 4, 5 \ldots$	
ryškiąją „	$\nu_0 = 2P - nS$	$n = 2, 3, 4 \ldots$	
pamatinę „	$\nu_0 = 3D - nF$	$n = 4, 5, 6 \ldots$	

Pirmiausia tenka pastebėti, kad serijos nėra visai nepriklausomos nuo kita kitos. Jų (išskyrus vyriausiąją) pastovieji termai — ribos — yra lygūs vienai iš verčių, kokias gali įgauti kitų serijų kintamieji termai. Todėl, pvz., vyriausiosios serijos pirmos linijos bangų skaičius ν_0 yra lygus vyriausiosios ir difūzinės serijos ribų bangų skaičių skirtumui:

$$\nu_0 = 1S - 2P \qquad (17—4$$

Ritzo kombinacijos principas galioja ir šiems spektrams. Bet kurios spektro linijos bangų skaičių galime išreikšti dviejų jau žinomų linijų termų skirtumu; tačiau ne kiekvieną, taip kombinuojant termus, gautą skirtumą atitiks spektro linija, nes ne visos kombinacijos yra leidžiamos, kai atomas yra normaliose sąlygose. Taigi, tenka tam tikru būdu termus atrinkti. Spektrų tyrimai rodo, kad termą S galima kombinuoti tik su termu P, šį su S ir D, o termą D — su P ir F ir t.t.

Tiriant spektro linijas didesnės skiriamosios galios spektrografais, buvo nustatyta, kad kai kurios spektro linijos nėra vientisinės, bet sudėtos iš dviejų, trijų, o kartais ir daugiau atskirų linijų — komponentų, sakoma, spektro linijos turi savo *feinstruktūrą*. Taip, natrio vyriausiosios serijos pirmoji (geltonoji D) linija yra sudėta iš dviejų linijų: D_1 ($\lambda_1 = 5896$A) ir D_2 ($\lambda_2 = 5890$A). Vyriausiosios serijos linijos yra dvilypės (dubletai); trumpesnių bangų kryptim nuotolis tarp linijų komponentų mažėja, jie vis artėja ir riboje jie susilieja į vieną liniją. Taigi, šios serijos abu komponentai turi bendrą ribą. Iš čia išeina, kad vyriausiosios serijos pataisa p turi dvi pertes, p_1 ir p_2, vadinasi, termas P yra dvilypis. Difūzinės ir ryškiosios serijų linijos yra taip pat dvilypės; bet nuotolis tarp komponentų yra pastovus, taigi, kiekvienas komponentas turi savo atskirą ribą; tokiu būdu šios serijos turi dvilypę ribą, ir abiem serijoms ji yra vienoda. Šių serijų termas P yra dvilypis. Didesnio eilės numerio (pradedant Cs) dvivalenčių elementų spektrai rodo, kad termai D ir F yra taip pat dvilypiai; bet tuomet difūzinės ir pamatinės serijų linijos turėtų būti keturlypės (kvadrupletai); tačiau linijų tyrimai parodė, jog jos yra trily-

18 fig.

pės (tripletai), nes kai kurios linijos yra uždraustos ir nespinduliuojamos. Termų daugialypumas yra pažymimas skaičium, kuris paprastai dedamas termo simbolio kairėje pusėje aukštai, pvz., ^2P, ^1S, ^2D ir t.t. Vienavalenčių atomų spektro linijų termai yra dvilypiai, išskyrus termą S, kuris visuomet esti vienlypis.

19 fig.

Pagaliau tenka pastebėti, kad be aukščiau minėtų serijų linijų, dabartiniu laiku yra atrastos linijos, priklausančios kitokioms serijoms, kaip antai,

$$2S - nP; \quad 3P - nD \text{ arba } 2P - nP \text{ ir kt.} \quad (17—4)$$

Pirmosios dvi serijos savo struktūra yra panašios į vyriausiąją bei difūzinę serijas; jos yra lyg ir antrinės vyriausioji ir difūzinė serijos. Trečiosios serijos linijos tepasitaiko labai retai ir tik tuomet, kai spinduliuojantis atomas yra nenormaliose sąlygose.

Dvivalenčių atomų spektrai yra sudėtingesni. Tarp jų ryškiai išsiskiria dvi atskiros termų sistemos; vienlypių ir trilypių termų. Kiekvienos sistemos termus, taigi ir spektro linijas, galima suskirstyti į serijas, panašias į vievalenčių elementų spektrų serijas: į vyriausiąją, dvi šalutines, pamatinę ir $3D$ — nP serijas; pastaroji yra infraraudonojoje spektro dalyje. Apskritai su termu sistemomis smulkiau susipažinsime nagrinėdami atomo struktūrą (§ 61).

§ 18. Juostiniai spektrai

Dujos ir garai dažnai spinduliuoja spektrus, sudėtus iš daugelio atskirų, kartais su tamsiais ruožais, juostų, kurios sudaro lyg ir vientisinį spektrą; tačiau labiau išbarstytos, jos išsiskirsto į daugybę atskirų linijų. Tokius spektrus vadiname *juostiniais spektrais*. 18 fig. matome tokį juostinį spektrą; tai yra ciano spektro dalis.

Juostinius spektrus sudaro platesnės arba siauresnės šviesios juostos, kuriose šviesos stiprumas silpnėja einant nuo vadinamojo juostos krašto į vieną (trumpesnių arba ilgesnių bangų) pusę. Juostas stebėdami didelės skiriamosios galios spektrografais, matome, kad jas sudaro taisyklingai sutvarkytos spektro linijos. 19 fig. matome labai stipriai išsklaidytą deguonies (O_2) juostinio spektro dalį. Juostiniuose spektruose didelis spektro linijų skaičius susitelkia į vieną grupę ir sudaro spektro *juostą*. Pačioje juostoje spektro linijos yra pasiskirsčiusios *serijomis*, kurios kartais net pasiekia gretimas juostas ir tokiu būdu spektrą padaro labai painų. Šios juostos savo keliu sudaro *juostų sistemą;* visame juostiniame spektre galime užtikti kelias, o kartais ir keletą tokių juostų sistemų. Tokią trilypę struktūrą aptinkame veik visuose juostiniuose spektruose.

Juostinius spektrus smulkiau ištyrus, buvo įsitikinta, kad juos spinduliuoja molekulos. Vienos ir tos pačios sistemos juostas spinduliuoja tos pačios rūšies molekulos, nes pakeitus spektrų žadinimo sąlygas, paprastai pakinta arba išnyksta visos atskirų sistemų juostos. Tos pat rūšies molekulų spinduliuojamas juostų sistemas kartais galime aptikti įvairiose spektro srityse, k. a., ultravioletinėje, matomojoje ir infraraudonojoje. Tačiau jų pasirodymas įvairiose spektro dalyse daugiausia pareina nuo žadinimo sąlygų; todėl atrodo, kad tos pačios rūšies molekulų spinduliuojamos įvairiose spektro dalyse juostų sistemos yra mažai nuo kita kitos tepriklausomos.

Trilypė juostinių spektrų struktūra kartais yra pastebima ir vietos atžvilgiu. Dažnai aptinkami tos pat rūšies molekulų juostiniai spektrai tolimoje (nuo 150 μ iki 30 μ) infraraudonojoje, artimoje (nuo 5 μ iki 1 μ) infraraudonojoje, matomojoje ir ultravioletinėje spektro srityje. Ir infraraudonųjų spektrų grupių vidutinis vibracijų skaičius savo dydžiu atitinka atskirų optinių (matomųjų bei ultravioletinių) juostų vibracijų skaičių skirtumą. Smulkesnis juostinių spektrų tyrimas parodė, kad ilgųjų bangų infraraudonieji juostų spektrai yra molekulų *rotacijos spektrai;* trumpesnių bangų infraraudonieji — molekulų vidinių vibracijų, prie kurių dar prisideda ir molekulų rotacija, spektrai; jie vadinami *rotacijos — vibracijos spektrais.* Bendrai, viso juostinio spektro kilmė yra labai sudėtinga; atskiras juostas, kaip minėjome, sukelia molekulų rotacija; atomo branduolių vibracijos sąlygoja juostų sistemas, o jų vietą spektre nusako elektronų perėjimai. Bet apie tai smulkiau pakalbėsime vėliau (§ 98).

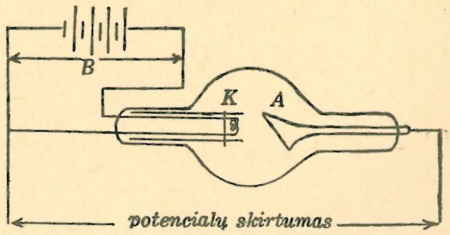
III SKYRIUS

X SPINDULIAI

§ 19. X spindulių prigimtis

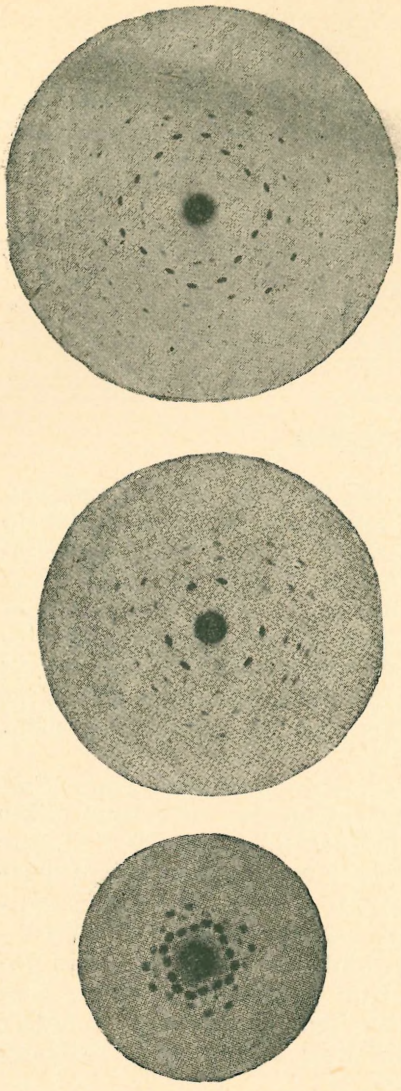
X, arba Roentgeno, spindulių spektrai skiriasi nuo optinių spektrų, todėl apie juos tenka kalbėti skyrium. X spindulius pirmieji pastebėjo Plückeris (1858 m.), Hertzas (1891 m.) ir Roentgenas (1895 metais), tirdami spinduliavimą, kuris gaunamas bėgant elektros srovei pro išretintų dujų vamzdžius. Jau Roentgenas nustatė, kad šie spinduliai yra labai skvarbūs ir pajėgia praeiti pro medžiagas, kurios matomajai šviesai yra visai neskaidrios, kaip antai, medį, plonesnius įvairių metalų sluoksnius. Šie spinduliai, eidami pro orą arba bet kurias kitas dujas, jas jonizuoja; jie sukelia kai kurių medžiagų fluorescenciją, veikia fotografijos plokštelę.

X spinduliams gauti dabar daugiausia vartojami Coolidge'o vamzdžiai; jų veikimas paremtas Richardsono termijoniniu efektu. Uždarame stiklo vamzdelyje prieš katodą *K*, kurį sudaro kaitinamoji viela (20 fig.), yra įtvirtintas antikatodas *A*, kuris kartu tarnauja ir anodu; tarp abiejų elektrodų sudaromas didelis (nuo 50 iki 100 kV; 1kV = 10^3V) potencialų skirtumas. Dujos vamzdyje išretinamos kiek galima labiau (iki 10^{-4} — 10^{-5}mm Hg). Katodas kaitinamas elektriniu būdu. Iš įkaitintos vielos paviršiaus emituojami elektronai; jie, perbėgdami potencialų skirtumą tarp *A* ir *K* ir veikiami elektrinio lauko, įgauna didelį greitį, taigi, ir didelę kinetinę energiją; bet sutikę pakeliui antikatodą *A*, jie yra sulaikomi. Staigiai stabdomų elektronų kinetinė energija virsta X spindulių energija. Reikia pastebėti, kad tik nedidelė elektronų kinetinės energijos dalis virsta spinduliavimo energija; didžioji jos dalis virsta šilima, kuri įkaitina antikatodą. Todėl šis dirbamas iš lydančiųsi aukštoje temperatūroje metalų, pvz., molibdeno ir k. Be to, antikatodas yra šiuo ar tuo būdu vėsinamas.



20 fig.

X spinduliams gauti vartojami ir joniniai vamzdžiai. Juose katodą sudaro įgaubta metalinė plokštelė. Joniniuose vamzdžiuose dujų išreti-



21 fig.

nimas tesiekia 10^{-2} mm Hg. Sudarius tarp katodo ir anodo (arba antikatodo) didelį (iki 50 kV) potencialų skirtumą, nuo katodo sklinda katodiniai spinduliai, kuriuos sudaro elektronai; šie, perbėgę potencialų skirtumą ir įgavę didelį greitį, yra staigiai sulaikomi antikatodo ir sukelia X spinduliavimą. Lėkdami elektronai daužo dujų atomus ir juos jonizuoja, sudarydami teigiamus jonus. Pastarieji skrieja prie katodo ir, daužydami jį, išmuša iš jo naujus elektronus. Taip vyksmas vyksta be paliovos, kol vamzdelyje yra dar šiek tiek dujų atomų.

Ilgoką laiką X spindulių prigimtis buvo neaiški. Visi bandymai juos užlenkti, nušviečiant jais gardeles, iš pradžių nepavykdavo. Atrodė, kad jų negalima užlenkti ir, kad jie neinterferuoja, taigi, sklinda ne bangomis. Ir tik veik 20-čiai metų praslinkus, 1912 m. L a u e i pasisekė juos užlenkti, nušvietus jais ne dirbtinę, bet natūralią gardelę — kristalą. Kaip žinome, kristaluose atomai (tikriau tariant, jonai) yra sudėstyti tam tikra tvarka, taigi, sudaro gardelę, kur užlenkiamieji centrai yra patys atomai arba jonai. Nuotolis tarp kristalo atomų arba jonų nusako tokios gardelės konstantą.

Imsime NaCl kristalą. NaCl druska kristalizuojasi kubais. Jonai kristale yra vienodai nutolę nuo kitas kito ir susitvarkę gretomis trijose kita kitai statmenose kryptyse. NaCl molekulinis svoris $M = 23 + 35{,}5 = 58{,}5$ g; jo tankis $\rho = 2{,}163$ g/cm^3. Molekulų skaičius 1 grammolekuloje lygus $N = 6{,}023.10^{23}$. 1 cm^3 turėsime iš viso

$$\frac{N}{M}\rho = \frac{2{,}163.6{,}023.10^{23}}{58{,}5} = 22{,}3 \cdot 10^{21}$$

molekulų ir $44{,}6.10^{21}$ atomų. Jonų skaičius 1 cm ilgio kubo briaunoje bus lygus $\sqrt[3]{44{,}6.10^{21}} = 3{,}55.10^7$, o nuotolis tarp gretimų kristalo jonų, arba gardelės konstanta

$$a = {}^1/_{3{,}55}.10^{-7} = 2.82.10^{-8} \text{ cm}$$

Panašiai skaičiuojama ir bet kurio kito kristalo gardelės konstanta. O žinant ją, galima surasti ir nuotolį tarp kristalo gardelės plokštumų.

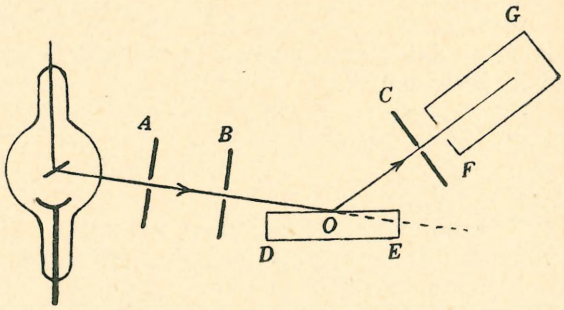
Laue nušvietė X spinduliais ZnS kristalą, už kurio padėjo fotografijos plokštelę. Didesnė spindulių dalis praėjo kiaurai pro kristalą visai

neužsilenkusi; bet dalis jų užsilenkė ir nušvietė fotografijos plokštelę įvairiose vietose. 21 fig. rodo gautus spindulius užlenkus vaizdus. Į spindulių užlenkimą kristale galime žiūrėti, kaip į jų atspindį nuo kristalo gardelės plokštumų (§ 10). Taip atsispindėjusiems spinduliams interferuojant, didžiausia šviesa gaunama ten, kur (10 — 16)

$$2d \sin \vartheta = n\lambda; \quad n = \pm 1, 2, 3 \ldots \qquad (19—1)$$

Čia n yra spektrų eilės skaičius, λ — bangos ilgis, d — nuotolis tarp kristalo gardelės plokštumų, ϑ — spindulių spindesio kampas. Kai d yra žinomas, tai galima nustatyti užlenktųjų spindulių bangos ilgį λ.

X spindulių bangos ilgiai matuojami įvairiais būdais. Dažniausiai vartojamas sukamojo kristalo būdas, kuris sėkmingai taikomas ir kristalų struktūrai tirti. Praėjęs pro plyšius *A* ir *B*, plonas X spindulių pluoštas nušviečia kristalo plokštelę *DE*, kuri yra taip padėta ant goniometro stalelio, kad pro jos priešakinę plokštumą kaip tik eina sukamoji ašis *O* (22 fig.). Užsilenkę spinduliai, praėję plyšį *C*, nušviečia fotografijos plokštelę arba eina į jonizacijos kamerą *FG*. Goniometro stalelį su kristalu sukant, keičiamas kritimo kampas, taigi, kameroje gauname vis kitokių ilgių bangų interferencijos juostas. Atspindžio kampą išmatavus ir kristalo gardelės plokštumų nuotolį nustačius, išskaičiuojami X spindulių bangų ilgiai. Dažnai kristalas nesukamas, bet tik jis nušviečiamas prasiskečiančių spindulių pluoštu, arba kristalas smulkinamas į gabalėlius (*Debye — Scherrerio* būdas); tada spinduliai krinta įvairiais kampais į kristalo gardelės plokštumas ir, atsispindėję nuo jų ir interferuodami, duoda spektrus. Paskutinis būdas daugiau tinka kristalų struktūrai tirti.

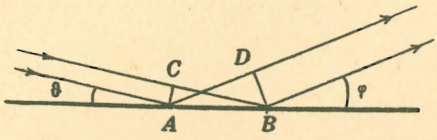


22 fig.

Kietieji X spinduliai giliai įsiskverbia į kristalą ir atsispindi tik nuo gilesnių vidinių plokštumų. Tuomet sunku yra nustatyti atspindžio plokštumą, todėl yra tiriamas ne atsispindėjusių, bet praėjusių pro kristalą ir užsilenkusių spindulių spektras. Minkštuosius X spindulius jau absorbuoja oras, todėl juos tenka tirti tuštumoje. Šiam tikslui vartojami tuštumos X spindulių spektrografai, kuriuos pagamino bei ištobulino M o s e l e y u s ir S i e g b a h n a s.

X spindulių bangų ilgiai, išmatuoti tuos spindulius užlenkiant kristaluose, yra tam tikra prasme hipotetiniai, nes kristalų gardelės konstantą bei jos plokštumų nuotolį tiesiogiai išmatuoti negalima, bet tenka skaičiuoti aplinkiniu keliu iš kristalo tankio ir Avogadro skaičiaus. C o m p t o n a s ir D o a n a s 1925 m. parodė, kad X spinduliai, atsispindėję nuo optinės gardelės, taip pat duoda pakankamai ryškius spektrus; taigi, iš-

matavę tiesiogiai gardelės konstantą ir spindulių kritimo kampą, galime surasti absoliutinį bangų ilgį. Didesni užlenkimo kampai tegaunami tik tuomet, kai spinduliai krinta šliaužiamai, taip, kad kampas ϑ (23 fig.) yra mažesnis už visiško vidaus atspindžio kampą. Jei užlenkti spinduliai sudaro su gardelės plokštuma AB kampą φ, tai jų išeitų kelių skirtumas yra lygus $CB - AD$. Didžiausią šviesą gausime tose vietose, kur



23 fig.

$$a(\cos\vartheta - \cos\varphi) = n\lambda \qquad (19—2)$$

Čia $a = AB$ yra gardelės konstanta, n, — sveikasis skaičius, λ — bangos ilgis. ϑ ir φ yra maži kampai, taigi,

$$\cos\vartheta = 1 - \frac{\vartheta^2}{2} \quad \text{ir} \quad \cos\varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2}$$

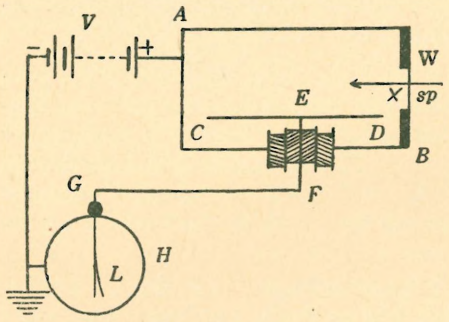
Tokiu būdu

$$n\lambda = a\,(\varphi^2 - \vartheta^2)/2 \qquad (19—3)$$

Įvairiais būdais matuojant buvo nustatyta, kad X spindulių ilgis yra tarp $6{,}6.10^2$ ir 0,05A.

§ 20. Jonizacijos kamera

Minėjome, kad eidami pro įvairias dujas, kaip tai orą, vandenilį ir k., X spinduliai jonizuoja jas. Jose atsiranda teigiamos ir neigiamos elektros nešėjų, teigiamų ir neigiamų jonų. Kuriamų jonų skaičius priklauso nuo X spindulių skvarbos ir jų šviesos stiprumo. Taigi, iš dujų jonizacijos galima spręsti apie X spindulių pluošto šviesos stiprumą ir lyginti dviejų tos pačios skvarbos spindulių pluoštų šviesos stiprumą. Dujų jonizacija matuojama jonizacijos kamera.



24 fig.

X spindulių pluoštas pro aliuminio langelį W nušviečia cilindrinę jonizacijos kamerą AB (24 fig.). Šios kameros viduje yra elektrodas CD, kuris laidu EFG sujungtas su elektrometru H. Jungiamąjį laidą nuo kameros sienelių skiria izoliuojamasis kamštis. Baterijos V teigiamas polis yra sujungtas su kameros sienele, neigiamas — įžemintas. Kamerą užpildo 1 atmosferos slėgimo dujos. Apskritai, dujos nėra laidžios elektrai, todėl elektros srovė nebėga. Bet kada kamerą nušviečia X spinduliai, dujos esti jonizuojamos; teigiami jonai slenka prie elektrodo CD, neigiami — prie kameros sienelių; gauname jonizacijos elektros sro-

vę. Elektrodas ir elektrometras yra įelektrinamas; pastarojo lapelis L arba siūlas atsilenkia. Iš atsilenkimo greičio galima spręsti apie jonizacijos srovės stiprumą kameroje; kuo greičiau lapelis atsilenkia, tuo stipresnė yra jonizacijos srovė; taigi, pastaroji yra atvirkščiai proporcinga atsilenkimo laikui. Jonizacijos srovė yra labai maža (apie 10^{-13}—10^{-14}A), todėl ją matuoja ne galvanometru, bet elektrometru. Jo talpa turi būti maža; kuo ji mažesnė, tuo jonizacijos kamera yra jautresnė.

Jonizacijos srovės stiprumas priklauso ir nuo potencialų skirtumo tarp elektrodo CD ir kameros AB sienelių. Jį didinant, jonizacijos srovė iš pradžių stiprėja greičiau, o vėliau lėčiau, kol pagaliau, esant tam tikram potencialų skirtumui (tarp 50 — 100V), pasiekia maksimalinį dydį; šią jonizacijos srovę vadiname *įsotinta srove*. Ji jau pasilieka pastovi, toliau didinant potencialų skirtumą. Tai yra štai kodėl. Esant mažiems potencialų skirtumams, teigiamų ir neigiamų jonų slinkimo greitis yra nedidelis. Pakeliui jie susidaužia su dujų molekulomis ir rekombinuojasi; todėl tik nedidelė jų dalis pasiekia elektrodus. Potencialų skirtumui didėjant, jonai greitėja; vis didesnė jų dalis pajėgia pasiekti elektrodus. Esant tam tikram *sotinimo potencialų skirtumui*, jau visi sukurti jonai pasiekia elektrodus; tuomet gauname *įsotintą jonizacijos srovę*.

X spindulių jonizacijos galia priklauso nuo jų skvarbos; didesnės skvarbos spinduliai daugiau sukuria jonų dujose. Vienokios skvarbos spindulių jonizacijos galia priklauso nuo spindulių šviesos stiprumo. Taigi, išmatavę įsotintą jonizacijos srovę, galime lyginti tos pačios skvarbos spindulių šviesos stiprumą.

§ 21. Charakteringieji X spinduliai. Moseleyaus dėsnis

Kai X spindulių pluoštas eina pro medžiagą, tai jis esti išbarstomas. 1908 m. Barkla ir Sandleris tarp išbarstytų X spindulių, kurių skvarba, taigi ir bangos ilgis, išbarstant beveik nepasikeičia, pastebėjo žymiai minkštesnius spindulius, turinčius didesnį absorbcijos koeficientą. Šie antriniai spinduliai sudaro beveik monochromatinį spindulių pluoštą. Jų skvarba priklauso nuo barstomosios medžiagos prigimties ir, elemento atominiam svoriui didėjant, auga, taigi, jų bangos ilgis trumpėja. Jie vadinami *charakteringaisiais X spinduliais*. Jau Barkla nustatė dviejų rūšių charakteringuosius spindulius, kuriuos jis pavadino K ir L spinduliais. Vėliau buvo atrasti M ir N spinduliai. Iš jų visų K spinduliai yra skvarbiausi; jų banga yra trumpesnė už L spindulių bangas, o pastarųjų — už M spindulių. Tiriant charakteringuosius spindulius spektrografiškai, buvo gauta spektro linijos, kurios skirstomos serijomis. K serijoje turime spektro linijas K_α, K_β, K_γ; K_α linijos bangų ilgis yra didžiausias; L serijos pirmosios keturios linijos yra L_α, L_{β_1}, L_{β_2}, L_γ. Žemiau I lentelėje surašyti molibdeno (Mo), sidabro (Ag) ir volframo (W) charakteringojo spektro K ir L serijų minėtų linijų bangų ilgiai. Šalia elemento cheminio simbolio parašyti skaičiai reiškia: viršuje — elemento atominį svorį, o apačioje — jo eilės numerį periodinėje elementų sistemoje.

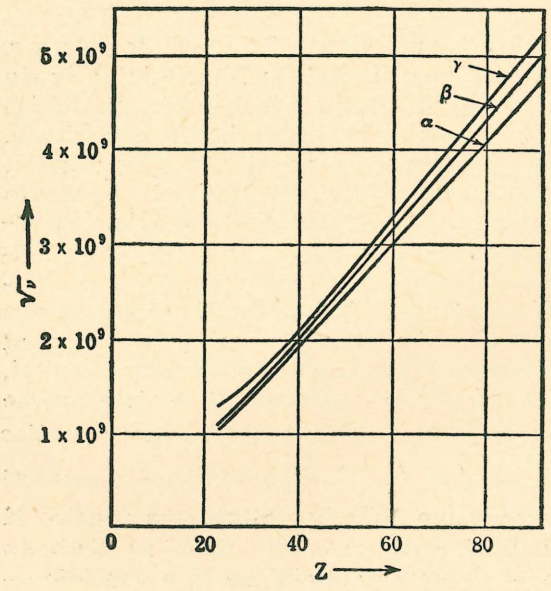
I LENTELĖ

	Bangų ilgiai angstremais (A)						
	K_α	K_β	$K\gamma$	L_α	$L_{\beta 1}$	$L_{\beta 2}$	$L\gamma$
$Mo_{42}^{96,0}$	0,710	0,631	0,619	5,40	5,17	4,91	4,71
$Ag_{47}^{107,9}$	0,560	0,496	0,486	4,15	3,93	3,69	3,51
W_{74}^{134}	0,211	0,184	0,179	1,48	1,28	1,24	1,095

Iš lentelės matyti, kad *L* serijos linijų bangų ilgiai yra didesni už *K* serijos ir kad elementų atominiam svoriui didėjant, tos pačios (*K* arba *L* arba *M*) serijos spektro linijų bangų ilgiai mažėja, taigi, charakteringieji spinduliai kietėja. Tenka pastebėti, kad bet kurio elemento X spindulių charakteringasis spektras nepriklauso nuo to, ar šis elementas yra chemiškai susijungęs su kitais elementais, ar ne.

Tokiu būdu elementų charakteringasis X spindulių spektras priklauso nuo elemento atominio svorio. Elementų charakteringojo spektro linijų bangų ilgius pirmasis matavo M o s e l e y u s ir nustatė, kad spektro linijos dažnumas, taigi ir jos bangų skaičius, yra elemento eilės numerio periodinėje elementų sistemoje funkcija; jei dažnumą pažymėsime ν, o elemento eilės numerį — *Z*, tai *K* serijos linijų ν taip išreiškiamas:

$$\sqrt{\nu} = a\,(Z - b) \qquad (21-1)$$



25 fig.

Čia *a* ir *b* yra tam tikros konstantos, skirtingos α, β ir γ linijoms. 25 fig. vaizduojama grafiškai *K* serijos linijų dažnumo ν tikriau sakant $\sqrt{\nu}$, priklausomumas nuo *Z*. Priklausomybės kreivės labai mažai (ypačiai K_α spektro linijos) tesiskiria nuo tiesių.

Lygtis (21—1) išreiškia nustatytą *Moseleyaus* dėsnį. Pakeitę joje dažnumą bangų skaičium ν_0 ir įvedę Rydbergo konstantą, ją galime taip rašyti:

$$\sqrt{\frac{\nu_0}{R}} = a_1\,(Z - b_1) \qquad (21-2)$$

Čia a_1 ir b_1 yra taip pat konstantos; bet jos turi būti jau kitokios vertės; b_1 paprastai vadinama *dengiamąja kons-*

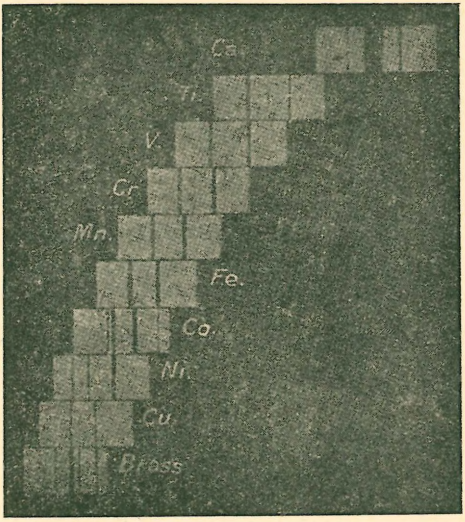
tanta. K serijos linijoms (K_α) a_1 (=) $\sqrt{3/4}$, o b_1 labai mažai tesiskiria nuo vieneto; tuomet šios serijos linijų bangų skaičių galima taip išreikšti:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{3}{4}(Z - b_1)^2 = (Z - b_1)^2\left[1 - \frac{1}{4}\right] = (Z - b_1)^2\left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right] \quad (21-3)$$

Ši Moseleyaus išvesta formula primena Balmerio formulą (15—3), tik joje Z yra sumažintas dydžiu b_1 — dengiamąja konstanta. Tenka pastebėti, kad ji nėra visai griežta, bet tik apytiksliai išreiškia didelio dažnumo spektrų linijų bangų skaičius. L serijos L_α linijos bangų skaičius yra nusakomas tokia formula:

$$\frac{\nu_0}{R} = (Z - 7{,}4)^2\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \quad (21-4)$$

Iš formulos (21 — 1) išeina, kad elemento eilės numeriui didėjant vienetu, tos pačios (K arba L ir t.t.) serijos linijų dažnumas didėja tam tikru dydžiu, taigi, jos taisyklingai pasistumia bangų skaloje į trumpesnių bangų pusę. Šio postūmio taisyklingumas iškyla ryškiai aikštėn, jei skirtingų elementų tos pačios, pvz., K serijos linijos sutvarkomos tam tikroje bangų skaloje iš eilės pagal elementų eilės numerį (Z), kaip tai padaryta 26 fig. Elementų eilės numeriui didėjant, linijos stumiasi taisyklingai kairėn. Tačiau vietose, kur elementų eilė nutrūksta (tarp Ca ir Ti trūksta vieno elemento), suyra ir šis taisyklingumas. Elementų kurios serijos linijas taip sutvarkius, galima patikrinti, ar elementai yra taisyklingai sudėti į eilę. X spindulių charakteringasis spektras parodo, kad tvarkant elementus periodinėje elementų sistemoje, tenka vadovautis ne jų atominiu svoriu, bet jų atomų branduolių elektros elementarių krovinių skaičium; šis ir nusako elemento *eilės numerį*. Be to, šis spektras nurodo ir periodinės sistemos tuščias, dar neatrastų elementų vietas.



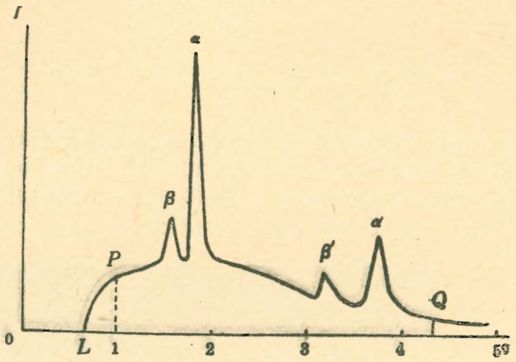
26 fig.

Vėlesni spektrografiniai tyrimai parodė, kad kai kurios charakteringojo spektro serijų linijos yra ne vientisinės, bet sudėtos iš atskirų linijų — komponentų, taigi turi feinstruktūrą. Taip, K linija yra dvilypė; ją sudaro $K\alpha_1$ ir $K\alpha_2$ linijos. L serijoje iš viso žinoma apie 20 linijų, kurių daugumas yra dvilypės. M serijos linijų skaičius yra dar didesnis.

Tyrimai rodo, kad X spindulių charakteringąjį linijinį spektrą visuomet lydi jų vientisinis spektras, kurį vadiname *baltuoju spektru*. Trum-

pųjų bangų pusėje jis baigiasi griežta riba, o ilgųjų bangų — tęsiasi iki ilgiausių bangų X spindulių ribos. 27 fig. yra atvaizduotas jonizacijos vamzdžio (su platininiu antikatodu) duodamas X spindulių spektras, išmatuotas jonizacijos kamera. Be charakteringojo spektro α, β bei α^1, β^1 linijų, turime ir baltąjį spektrą, kuris trumpųjų bangų pusėje pasibaigia griežta riba L.

§ 22. X spindulių spektrų žadinimas

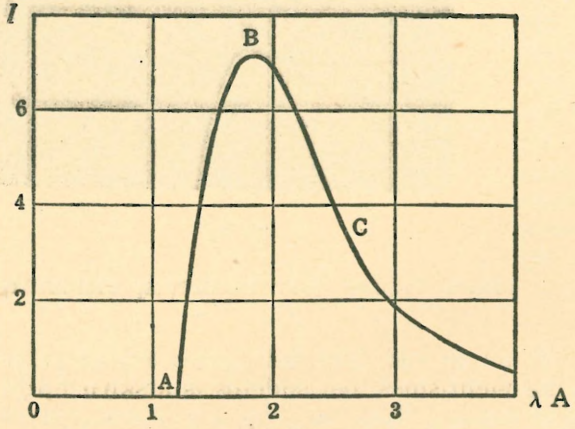


27 fig.

Duaneas ir Huntas tyrė, kaip atsiliepia X spindulių vientisiniam spektrui spindulių žadinimo sąlygos. Jie aptiko, kad X spindulių vamzdžio potencialų skirtumui didėjant, taigi, katodiniams spinduliams greitėjant, vientisinio spektro trumpųjų bangų riba stumiasi į trumpesnių bangų pusę. Katodinių dalelių — elektronų greitis v ir jų sukeliamo vientisinio X spindulių spektro ribos dažnumas ν_m yra surišti taip:

$$eV_0 = {}^1/_2\, mv^2 = h\nu_m \qquad (22—1)$$

Čia V_0 yra X spindulių vamzdžio potencialų skirtumas, e ir m — elektrono elementarus elektros kiekis ($e = 4{,}80.10^{-10}$el.st.v.) ir jo masė, h — veikimo kvantas (Plancko konstanta, $h = 6{,}607.10^{-27}$ erg.sek), taigi,



28 fig.

$$\nu_m = \frac{eV_0}{h} \qquad (22—2)$$

arba, ν_m pakeitus ribos bangos ilgiu λ_m, kadangi $\nu_m \lambda_m = c$,

$$\lambda_m = \frac{ch}{eV_0} \qquad (22—3)$$

Čia c yra šviesos greitis, $c = 3.10^{10}$cm/sek. Įstatę dydžių vertes, gauname angstremais, kai V_0 imame voltais:

$$\lambda_m = \frac{12345}{V_0} \qquad (22—4)$$

Energijos padalinimą vientisiniame X spindulių spektre vaizduoja kreivė ABC (28 fig.). Didžiausią energiją atitinka bangos ilgis, kuris yra maždaug 1,2 — 2 kart didesnis už λ_m.

Bent trumpai paliesime ir charakteringųjų spindulių sužadinimo sąlygas. Bet kurio elemento K serijos linijų spektras gaunamas tik tada, kai X spindulių vamzdžio potencialų skirtumas tiek padidinamas, kad sukeliamų spindulių vientisinio spektro ribos bangos ilgis yra mažesnis už K serijos linijų trumpiausios bangos ilgį. Taip, sidabro K serijos linijos sužadinamos tuomet, kai vientisinio spektro ribos bangos ilgis $\lambda_m = 0{,}485$A, taigi, kai

$$V_0 = \frac{12345}{0{,}485} = 25450 \text{ voltų} \qquad (22—5)$$

Kol X vamzdžio potencialų skirtumas yra mažesnis už šį *kritinį potencialų skirtumą* V_0, tol visai neturėsime sidabro charakteringojo K spektro linijų. Šį potencialą sudarius, gausime visas K serijos spektro linijas, nes šios serijos spektro linijos sužadinamos visos kartu. II lentelėje duodamos kai kurių elementų K serijos kritinio potencialo vertės.

II LENTELĖ

Elementas	Kritinis potencialas (voltais)
Fe_{26}	7110
Co_{27}	7720
Ni_{28}	8300
Cu_{29}	8950
Zr_{40}	18000
Mo_{42}	20000
Ag_{47}	25450
Pb_{82}	89100

L serijos linijos pasirodo spektre ne visos iš karto, bet atskiromis grupėmis, todėl jos ir skirstomos į 3 grupes: L_1, L_2 ir L_3. M serijos linijos yra skirstomos į 5 grupes: M_1, M_2, M_3, M_4, M_5. Kiekviena grupė turi savo skirtingos vertės kritinį potencialą; taigi, charakteringąjį L spektrą atitinka 3, o M spektrą — 5 kritinio potencialo vertės. Apskritai spektrų žadinimo kritinio potencialo vertė, elementų eilės numeriui Z augant, didėja proporcingai (apytiksliai) Z^2.

§ 23. X spindulių išbarstymas ir absorbcija

Kai X spindulių pluoštas praeina pro medžiagą, tai jo stiprumas mažėja. Šį stiprumo mažėjimą sąlygoja du veiksniai. Pirmiausia spinduliai yra išbarstomi ir praėję medžiagą nueina jau kita kryptim. Be to, jie yra

ir absorbuojami; spinduliavimo energija virsta kita energijos rūšimi (šilima, fotoelektronų kinetine energija ir k.).

A. Išbarstymas

Kai *X* spinduliai nušviečia kurią medžiagą, pvz., parafiną, tai ši tampa lyg ir nauju X spindulių šaltiniu, nes iš jos jie sklinda įvairiomis kryptimis. Šis reiškinys vadinamas X spindulių *išbarstymu,* o spinduliai — *išbarstytais spinduliais*. Išbarstytus spindulius spinduliuoja ne tik barstančios medžiagos išviršiniai, bet ir X spindulių nušviesti vidiniai sluoksniai. Tyrimais nustatyta, kad esant ploniems barstomiesiems sluoksniams, išbarstytų spindulių šviesos stiprumas yra proporcingas sluoksnio storiui dt pirminių spindulių kryptimi ir atvirkščiai proporcingas stebimosios vietos nuo barstomojo sluoksnio nuotolio l kvadratui. Kai pirminių spindulių šviesos stiprumas yra I_p, tai išbarstytų spindulių, kurių kryptis sudaro su pirminių spindulių kryptim kampą φ, šviesos stiprumas dI yra lygus:

$$dI_\varphi = S_\varphi \frac{I_p \, dt}{l^2} \qquad (23—1)$$

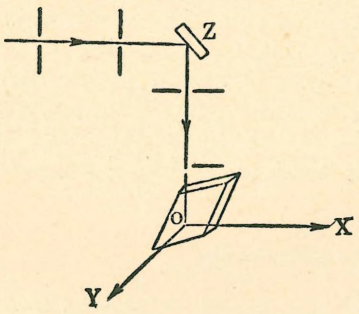
S_φ yra proporcingumo koeficientas; jį vadiname *erdviniu išbarstymo koeficientu.* Lengvesniųjų elementų S_φ yra funkcija $(1 + \cos^2 \varphi)$. Apgaubę barstomąją medžiagą rutuliniu paviršiu ir suradę praeinančių pro jį išbarstytų spindulių šviesos stiprumą, nustatysime išbarstytų į erdvę visomis kryptimis spindulių šviesos stiprumą dI_s. Jis yra proporcingas pirminių spindulių šviesos stiprumui I_p ir barstomojo sluoksnio storiui dt:

$$dI_s = \sigma \, I_p \, dt \qquad (23—2)$$

Čia σ yra *sferinis išbarstymo koeficientas.*

Erdvinį bei sferinį išbarstymo koeficientą padalę iš barstomosios medžiagos tankio ρ, gauname *erdvinį ir sferinį masės išbarstymo koeficientus* S_φ / ρ ir σ/ρ. Vidutinio skvarbumo spindulių sferinis masės išbarstymo koeficientas σ/ρ yra pastovus ir lygus 0,2, kai barstomojo elemento atominis svoris mažesnis, kaip 30. Išimtį sudaro vandenilis, kurio sferinis išbarstymo koeficientas 0,4.

1904 m. Barkla nustatė, kad išbarstytieji stačiu (90°) kampu spinduliai yra poliarizuoti. Jis tą šitaip nustatė. *X* spindulių pluoštas nušviečia barstomąją medžiagą *Z* ir išbarstytas sklinda į visas puses (29 fig.). Išbarstyti stačiu kampu ir sklindą *ZO* kryptim nušviečia antrą barstomosios medžiagos sluoksnį *O* ir vėl išsibarsto. Barkla, stebėdamas (jonizacijos kamera) antrą kartą išbarstytų spindulių šviesos stiprumą, nustatė, kad kryptim *OX*, lygiagrete pirminių spindulių krypčiai, išbarstytų spindulių stiprumas yra didžiausias, o statmena kryptim *OY* jis yra lygus nuliui. Tai rodo, kad išbarstyti spinduliai vibruoja tik viena kryptim, taigi, jie yra poliarizuoti.



29 fig.

B. Absorbcija

Kol medžiagos sluoksniai yra ploni, tai X spindulių pluošto stiprumo kitimas yra proporcingas sluoksnio storiui. Jei pradinis spindulių šviesos stiprumas yra I_0, o kai jie praeina medžiagos sluoksnį storio t — I, tai (14 — 3)

$$I = I_0 e^{-kt} \qquad (23-3)$$

Čia k yra X spindulių absorbcijos koeficientas.

Skvarbesniųjų, taigi, kietesniųjų spindulių absorbcijos koeficientas yra mažesnis, kaip minkštesniųjų. Visiškai monochromatinių spindulių absorbcijos koeficientas visai nepriklauso nuo absorbuojančios medžiagos sluoksnio storio ir vienai ir tai pačiai medžiagai yra pastovus dydis. Nemonochromatinių spindulių, kokius, pvz., spinduliuoja joninis X spindulių vamzdis, absorbcijos koeficientas mažėja, sluoksniui storėjant. Toks spindulių pluoštas yra sudėtas iš skirtingo ilgio bangų, taigi, skirtingo skvarbumo spindulių. Mažiau skvarbius ilgesnių bangų spindulius jau išabsorbuoja plonesni medžiagos sluoksniai; ir pasilieka tik skvarbesnieji, trumpesnių bangų spinduliai.

Kai kurio bangų ilgio X spindulių absorbcijos koeficientas priklauso nuo absorbuojančios medžiagos tankio ρ. Absorbcijos koeficiento k santykis su medžiagos tankiu ρ vadinamas *masės absorbcijos koeficientu.* k/ρ tai pačiai medžiagai yra pastovus dydis ir nepriklauso nuo jos fizinės būsenos. Cheminių elementų atominiam svoriui didėjant, staigiai didėja ir jų masės absorbcijos koeficientas. Taip, švinas absorbuoja X spindulius žymiai daugiau, kaip kuris lengvesnis metalas, pvz., aliuminis. Kaulai, į kurių sudėtį įeina sunkesnieji metalai, X spindulius absorbuoja žymiai daugiau, kaip raumenys; todėl, nušvietus X spinduliais žmogaus kūną, kaulai duoda ryškius šešėlius. Apsisaugoti nuo X spindulių reikmenis, k. a. drabužius, priejuostes, apsaugos dėžes, įšvaitus ir t.t., gamina iš švino, o kambariai, kur dedami X spindulių vamzdžiai, išdažomi švino dažais arba iškljojami švino plokštelėmis.

Praėjusių pro medžiagą X spindulių šviesos stiprumas sumažėja todėl, kad jie yra iš dalies absorbuojami ir iš dalies išbarstomi. Taigi, stebimoji X spindulių absorbcija tenka skirstyti į *tikrąją absorbciją* ir *išbarstymą.* Jei tikrosios absorbcijos koeficientą pažymėsime k, tai stebimos absorbcijos koeficientas

$$\mu = k + \sigma \qquad (23—4)$$

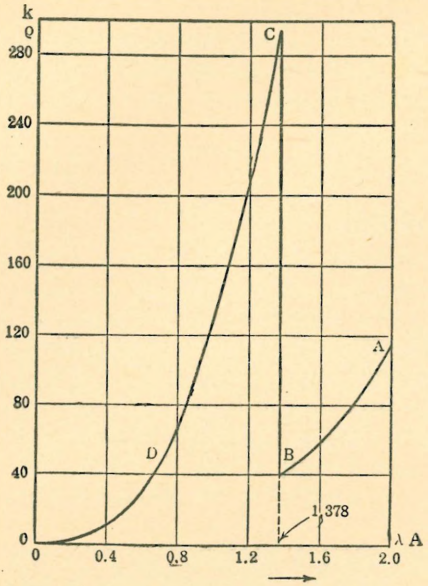
ir masės absorbcijos koeficientas

$$\mu/\rho = k/\rho + \sigma/\rho \qquad (23—5)$$

To paties elemento tikrasis masės absorbcijos koeficientas k/ρ priklauso nuo absorbuojamų spindulių bangos ilgio λ, o skirtingų elementų — ir nuo jų eilės numerio Z; jis yra lygus:

$$k/\rho = a\lambda^3 Z^3 \qquad (23—6)$$

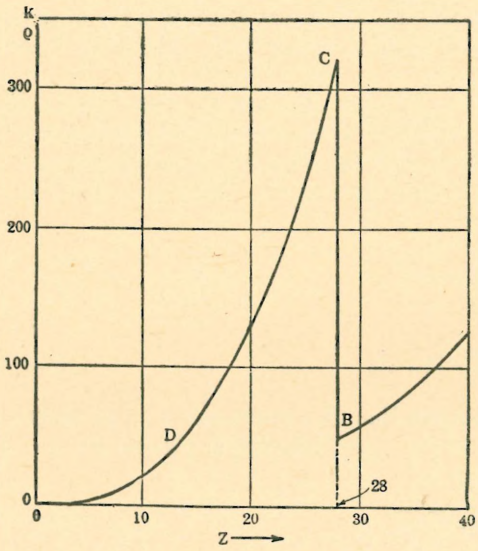
kur a yra proporcingumo koeficientas. Formula (23 — 6) išreiškia Braggo-



30 fig.

Pierso dėsnį. 30 fig. kreivė vaizduoja *X* spindulių absorbciją einant jiems pro vario plokštelę. Iš jos matyti, kad bangos ilgiui mažėjant, k/ρ taip pat mažėja proporcingai λ^3 (kreivės dalis *AB*). Bet pasiekus bangos ilgį 1,378A, absorbcijos koeficientas staigiai padidėja (tiesė *BC*). Staigiai absorbcija padidėja todėl, kad čia pradedami spinduliuoti charakteringieji *K* spinduliai. Šioje vietoje pasireiškia vadinamoji *X* spindulių *selektyvi absorbcija;* energija absorbuojama charakteringiesiems *K* spinduliams sužadinti. Vėliau, *X* spindulių bangai trumpėjant, absorbcijos koeficientas vėl mažėja (kreivė *CD*). Išmatavę selektyviai absorbuotos bangos ilgį (čia 1,378A), iš lygties (22—4) galime išskaičiuoti kritinį charakteringųjų *K* spindulių potencialą; variui jis bus lygus $^{12345}/_{1,378}$ arba 8950 voltų.

Tirdami ilgesnių (*L* serijos) bangų *X* spindulių absorbciją, gauname tris selektyvios absorbcijos sritis, kurios atitinka kritinius potencialus, reikalingus sukelti L_1, L_2 ir L_3 spektrams. Taip, kai *X* spinduliai eina pro molibdeno plokštelę, tai selektyviai absorbuojamos 4,90, 4,70 ir 4,30A ilgio bangos; atitinkami šioms bangoms kritiniai potencialai yra 2520, 2630 ir 2870 voltų.



31 fig.

Tikrasis absorbcijos koeficientas k/ρ priklauso ir nuo elemento prigimties. 31 fig. kreivė vaizduoja bangos ilgio 1,490A *X* spindulių absorbcijos koeficiento priklausomumą nuo absorbuojančio elemento (jo eilės numerio). Esant $Z=28$ (nikelis), gauname selektyvią absorbciją, čia sužadinamas nikelio *K* spektras.

X spindulių masės absorbcijos koeficientas nepakinta, kada elementas yra cheminiame junginyje. Todėl, žinodami atskirų elementų masės absorbcijos koeficientą, galime surasti ir jų cheminių junginių absorbciją. Pavyzdžiui, Al absorbcijos koeficientas μ/ρ 0,7A bangai yra 5,00 g/cm², O — 1,10. Imsime Al_2O_3; jo mo-

lekulinis svoris 2.27+3.16=102. Taigi, viename Al_2O_3 grame turėsime (2.27)/102=0,53 Al ir (3.16)/102=0,47 *O*. Tokiu būdu μ/ρ =0,53.5,00+ +0,47.1,10=3,167 g/cm³.

III lentelėje yra duota kai kurių elementų masės absorbcijos koeficiento μ/ρ vertės.

III LENTELĖ

Elementas ir jo eilės numeris	Bangų ilgis angstremais				
	0,25	0,50	0,70	1,00	1,40
C_6	0,18	0,31	0,54	1,30	4,0
O_8	0,21	0,50	1,10	2,87	
Al_{13}	0,37	1,91	5,00	13,8	38,0
Fe_{26}	1,93	14,3	36,3	95,0	270,0
Cu_{29}	2,75	18,8	49,2	133,0	40,0
Mo_{42}	7,42	48,6	18,8	51,0	
Pb_{82}	8,40	59,3	133,0	77,0	185,0

Tenka paminėti ryškų skirtumą tarp optinių (infraraudonųjų, matomųjų ir ultravioletinių) ir X spindulių absorbcijos spektrų. Optiniuose spektruose gauname atskiras absorbcijos linijas. X spindulių absorbcijos linijų neturime; čia absorbcijos spektrą sudaro plačios absorbcijos juostos, ilgesnių bangų pusėje juosta baigiasi griežta riba; toje vietoje turime didžiausią absorbciją; einant į trumpesnių bangų pusę absorbcija tolydžio mažėja. *L* spindulių absorbcijos spektre turime tokias 3 ribas, *M* — 5, *N* — 7 ribas.

Pagaliau buvo pastebėta, kad *X* spindulių nušviesta medžiaga spinduliuoja įelektrintas daleles — elektronus. Šiuos elektronų spindulius vadiname *antriniais katodiniais spinduliais*. Spinduliuojamų elektronų greičiai yra labai nevienodi ir svyruoja tarp nulinio ir tam tikro didžiausio, kuris yra lygus greičiui katodinių spindulių, sukeliančių barstomuosius X spindulius. Antrinių katodinių spindulių kilimo procesas yra kaip tik atvirkščias *X* spindulių žadinimo procesui. Pastaruoju atveju katodinių spindulių elektronai, daužydami antikatodo atomus, sužadina juos spinduliuoti. Antrinius katodinius spindulius sukeliant medžiagos atomai absorbuoja X spindulių energiją, kuri virsta išlaisvintų elektronų kinetine energija.

§ 24. γ spinduliai

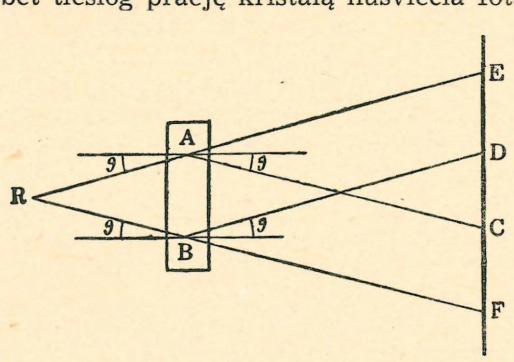
Radioaktyviems elementams skylant (§ 73), be α ir β spindulių, kaip žinome, yra spinduliuojami vadinamieji γ spinduliai. Savo savybėmis jie yra panašūs į X spindulius, tik jų skvarba bei jonizacijos galia yra

žymiai didesnė, kaip X spindulių; γ spinduliai įveikia praeiti net pro storesnį švino sluoksnį; pro 10 cm švino sluoksnį praeina apie 1% pirminių spindulių.

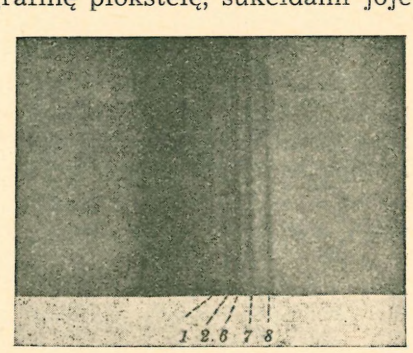
Kaip minėjome, X spinduliai yra sužadinami staigiai sulaikant elektronus; panašiai, tenka manyti, sukeliami ir γ spinduliai. „Išspinduliuojami" radioaktyvių elementų elektronai (β spinduliai) staigiai pagreitinami arba susidaužę su atomais staigiai sulaikomi. O pagal elektromagnetinę spinduliavimo teoriją, greitėjamai arba lėtėjamai judantis elektronas absorbuoja arba emituoja energiją elektromagnetinėmis bangomis. γ spindulių tyrimai elektriniame bei magnetiniame lauke parodė, kad jie, kaip ir *X* spinduliai, tuose laukuose visai neatsilenkia; todėl jiems skiriame bangų prigimtį; jų bangų ilgis yra mažesnis už *X* spindulių bangų ilgį. γ spindulių bangų ilgis matuojamas, užlenkiant juos kristaluose. Šaltinio *R* spinduliai *RA* ir *RB* nušviečia kristalą, kurį praeidami jie taip yra užlenkiami, lyg kad jie būtų atsispindėję nuo kristalo gardelės plokštumų *A* ir *B* (32 fig.). Išėję iš kristalo, jie nušviečia fotografijos plokštelę *EF* taškuose *C* ir *D*. Vietose, kur (10 — 16)

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2 \ldots \qquad (24—1)$$

gausime šviesą; tose vietose fotografijos plokštelė patamsės. Gauname tamsias linijas (33 fig.). Paprastai spinduliai įspįsta nevienokiu kampu. Kritę kitokiu kaip ϑ kampu, spinduliai neužsilenkia, bet tiesiog praėję kristalą nušviečia fotografinę plokštelę, sukeldami joje



32 fig.



33 fig.

šydą, kuriame išsiskiria tamsios linijos. Kadangi einą kryptim *RA* ir *RB* spinduliai užlenkiami, tai kryptimi *AE* ir *BF* pasireiškia tariamai didelė spindulių absorbcija; fotografinėje plokštelėje *E* ir *F* vietose gausime šviesias linijas. Taip matuojant buvo rasta, kad γ spindulių bangos ilgis kinta tarp 0,4 — 0,005A.

Kai γ spinduliai eina pro materiją, tai jų šviesos stiprumas mažėja; jie yra absorbuojami. Matuojant γ spindulių šviesos stiprumo silpnėjimą, kai tarp γ spindulių šaltinio ir jonizacijos kameros padedamos įvairaus storio geležies plokštelės, buvo nustatyta, kad prasiskverbiančių spindulių stiprumas *I* taip priklauso nuo absorbuojančio sluoksnio storio *t:*

$$I = I_0 e^{-kt} \qquad (24 — 2)$$

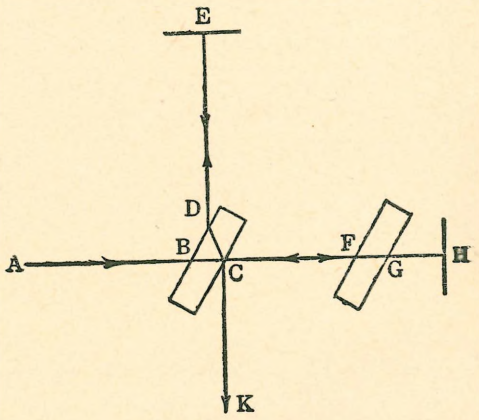
Čia I_0 yra pradinis spindulių šviesos stiprumas, *k* — absorbcijos koeficientas.

IV SKYRIUS

KELIOS RELIATYVUMO TEORIJOS IŠVADOS

§ 25. Michelsono ir Morleyaus tyrimas

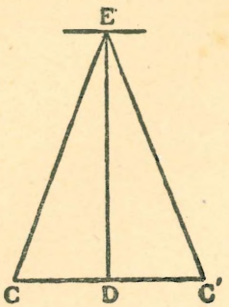
Žemė skrieja apie Saulę vidutiniu greičiu 30 km/sek. Jei šviesos eteris pasilieka nejudomas, tai šviesos sklidimo greitis privalėtų priklausyti nuo stebėjimo krypties. Žemės judėjimo kryptim šviesa turėtų sklisti kitokiu greičiu, kaip kad kryptim, statmena šiam judėjimui. 1881 m. Michelsonas ir Morleyus bandė šį šviesos greičio skirtumą nustatyti interferometru. Monochromatinės šviesos spindulių pluoštas *AB* (34 fig.), sutikęs pakeliui pusiau skaidrią veidrodinę plokštelę, iš dalies atsispindi taške *C*, iš dalies praeina kiaurai. Pirmoji spindulių dalis, pasiekusi veidrodį *E*, atsispindi ir nueina keliu *EDCK;* antroji, praėjusi pro lygiai tokią pat antrą plokštelę ir sutikusi pakeliui veidrodį *H*, atsispindi ir nueina keliu *FCK*. Susitikę taške *C*, spinduliai interferuoja; kai jų optinių kelių skirtumas yra lygus lyginiam pusbangių ($\lambda/_2$) skaičiui, tai stebėdami pro žiūroną *K*, jo siūlų sankryžoje matysime sustiprintą šviesą — šviesią juostą, o kada šis kelių skirtumas bus lygus nelyginiam pusbangių skaičiui — tamsią juostą. Sakysime, kad Žemė juda kryptim *AH* ir kad *AH* yra statmena *DE* ir $CH=CE$. Kai šviesos greitis eteryje yra *c*, Žemės judėjimo greitis *v*, tai aparato atžvilgiu šviesa iš *C* į *H* sklinda greičiu $c-v$, o grįžta atgal iš *H* į *C* greičiu $c+v$. Jei nuotolis $HC=l$, tai šviesa iš *C* nusklinda į *H* ir sugrįžta atgal į *C* per laiką t_1, kuris bus lygus:



34 fig.

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2cl}{c^2-v^2} (=) \frac{2l}{c}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right) \qquad (25-1)$$

Kol šviesa iš *C* pasiekia *E* ir vėl sugrįžta į *C*, šis taškas, Žemei judant,



35 fig.

paslenka iš C į C^1 (35 fig.). Šviesos greitis, jai sklindant kryptimi CE ir EC^1, bus lygus c. Trikampyje CEC^1 kraštinė CE yra proporcinga šviesos greičiui c, CC^1 — Žemės judėjimo greičiui v; ED yra proporcinga šviesos greičiui aparato atžvilgiu. Pastarasis greitis yra lygus $\sqrt{c^2 - v^2}$. Šviesos nueitas kelias yra lygus $CE + EC = 2l$. Taigi, šviesa nusklinda iš C į E ir atgal per laiką t_2, kuris bus lygus:

$$t_2 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} (=) \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\right) \qquad (25—2)$$

Tokiu būdu, laiko skirtumas

$$t_1 - t_2 = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} = \frac{lv^2}{c^3} \qquad (25—3)$$

Per laiką $(t_1 - t_2)$ šviesa nueina kelią $c(t_1 - t_2)$, kuriame telpa bangų skaičius $\frac{c(t_1 - t_2)}{\lambda}$; čia λ yra šviesos bangos ilgis. Taigi, Žemei skriejant, šviesa kelius CHC ir CEC nueina skirtingu laiku, lyg jie būtų nevienodo ilgio; ir šis tariamasis jų ilgio skirtumas, išreikštas bangų skaičium, yra lygus:

$$\frac{c(t_1 - t_2)}{\lambda} = \frac{lv^2}{c^2\lambda} \qquad (25 - 4)$$

Stebėdami žiūronu, ties jo siūlų sankryža matysime šviesią (arba tamsią) interferencijos juostą, kai $\frac{lv^2}{c^2\lambda}$ bus lygus sveikam skaičiui n (arba $n + \frac{1}{2}$). Keisdami šviesos nueitų kelių skirtumą, pvz., tolindami (arba artindami) vieną atspindžio veidrodį, matysime slenkant pro žiūrono siūlą interferencijos juostas. Šviesos kelių skirtumas turėtų pakitėti, pasukus visą interferometrą 90° taip, kad CE kryptis sutaptų su Žemės judėjimo kryptim, o CH — būtų jai statmena. Šis pakitimas, išreikštas bangų skaičium, turėtų būti lygus:

$$\frac{lv^2}{c^2\lambda} - \left(-\frac{lv^2}{c^2\lambda}\right) = \frac{2v^2l}{c^2\lambda}$$

Taigi, interferometrą pasukus 90°, tiek interferencijos juostų turėtų praslinkti pro žiūrono siūlą.

Michelsonas ir Morleyus, atlikdami šį tyrimą, interferometrą padėjo ant plūdės, kuri plaukiojo gyvajame sidabre, kad lengvai galima būtų jis sukioti. Nors prietaiso tikslumas buvo žymiai didesnis už laukiamą efektą, tačiau nebuvo pastebėta jokio interferencijos juostų slinkimo. Šis tyrimas vėliau buvo kartotas ir kitų tyrinėtojų daug kartų, tačiau visą laiką buvo gautos neigiamos išdavos. Taigi išeitų, kad ir šviesos eteris nėra nejudamas, bet, nešamas judančio kūno, slenka.

Fizeau matavo šviesos greitį stovinčiame ir bėgančiame vandenyje vandens slinkimo kryptimi ir nustatė, kad jis abiem atvejais nėra vienodas. Bėgančiame vandenyje šviesos greitis yra didesnis, kaip stovinčiame vandenyje. Jei stovinčiame vandenyje šviesos greitis yra V, o vanduo bėga greičiu v, tai šviesos greitis V_1 bėgančiame vandenyje yra lygus:

$$V_1 = V + kv \qquad (25—5)$$

kur k yra mažesnis už vienetą koeficientas. Taigi išeina, kad šviesos eteris, bėgančio vandens nešamas, slenka vandens bėgimo kryptim; tačiau jo slinkimo greitis yra mažesnis už vandens greitį. Koeficientas k, vadinamas *Fresnelio koeficientu*, priklauso nuo medžiagos lūžio rodyklio n:

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} \qquad (25—6)$$

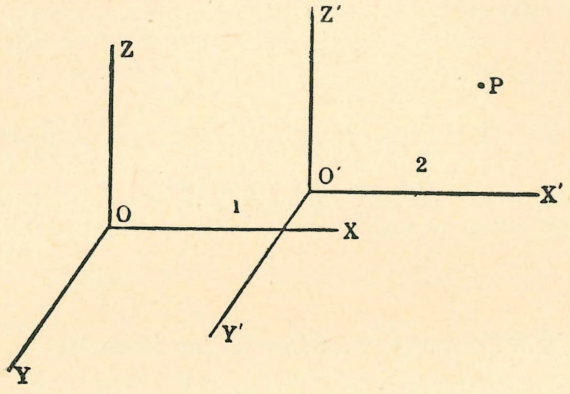
Kadangi oro lūžio rodyklis yra artimas vienetui, tai k orui yra labai mažas; taigi, Michelsonas ir Morleyus ir negalėjo nustatyti šviesos eterio slinkimo.

§ 26. Reliatyvumo principas. Lorentzo transformacijos formulos

Michelsono ir Morleyaus bei Fizeau tyrimų išdavų teorinis aiškinimas paremtas absoliutinio judėjimo sąvoka, šiuo atveju Žemės bei vandens absoliutiniu judėjimu. Bet ar apskritai galima kalbėti apie kūnų absoliutinį judėjimą bei absoliutinę rimtį? Einąs važiuojančiu traukiniu žmogus dalyvauja daugely judėjimų; tuo pat laiku traukinys važiuoja, Žemė sukasi ir skrieja apie Saulę ir visa Saulės sistema slenka erdvėje. Taigi atrodo, kad visi kūnai juda; ir bet kuris judėjimas yra reliatyvus. Iš patyrimo žinome, kaip kartais yra sunku atskirti, katras iš dviejų kūnų tikrai juda. Kai žiūrime pro važiuojančio traukinio langą, tai atrodo, kad žemė bėga po traukiniu, o traukinys stovi vietoje; arba, kai žiūrime pro stovinčio traukinio langą į einantį pro šalį traukinį, labai dažnai negalime atskirti, kuris traukinys iš tiesų važiuoja. Ir bendrai, ar galime objektyviai nustatyti, kuris iš dviejų kūnų, reliatyviai judančių vienas antro atžvilgiu, tikrai juda ir kuris lieka vietoje. Tai galėtume padaryti tik tuomet, jei, bet kurį fizinį reiškinį tirdami, ant judančio ir ant nejudančio kūno gautume kitokias išdavas; kitaip tariant, kai bet kuris fizikos dėsnis ant judančio kūno būtų kitaip išreiškiamas, kaip ant nejudančio kūno; tik tuomet galėtume griežtai skirti, kuris iš dviejų, vienas atžvilgiu antro judančių, kūnų tikrai juda ir kuris nejuda. Tačiau pasirodo, kad visi fizikos reiškiniai vienodai vyksta ant nejudančių ir ant judančių tolyginiu greičiu erdvėje kūnų; todėl negalime atlikti tokio tyrimo, kuris parodytų, kad vienas iš dviejų kūnų tikrai juda, o antras pasilieka vietoje. Ir bet kuris stebėtojas, būdamas ant vieno iš dviejų, judančių reliatyviai vienas kito atžvilgiu, kūnų tegali tiktai pasakyti, kad vienas iš tų kūnų juda antrojo atžvilgiu, tačiau kuris iš jų juda, o kuris liekasi vietoje, tai nustatyti jis neturi priemonių. Toks yra pamatinis Einšteino paskelbtos 1905 m. reliatyvumo teorijos postulatas.

Paprastai bet kurio kūno vieta erdvėje nustatoma kurios nors laisvai pasirenkamos koordinatų sistemos atžvilgiu; pvz., tokia sistema galime pasirinkti tyrimo laboratoriją, Žemę arba kurią kitą vietą erdvėje. Kai du stebėtojai A ir B atlieka tokį pat tyrimą ant Žemės ir ant Marso, tai jų koordinatų sistemos yra skirtingos ir juda tam tikru greičiu viena kitos atžvilgiu.

Turime dvi koordinatų sistemas, kurių ašys yra lygiagretės (36 fig.). Antroji koordinatų sistema, pažymėta brūkšniais, juda pirmosios sistemos (be brūkšnių) atžvilgiu, slinkdama x ašies kryptim greičiu v. Bet kuriuo pradiniu laiku ($t=0$) abiejų koordinatų sistemų pradžios taškai O ir O^1 sutampa. Tegu esąs taške P kūnas nejuda antrosios (brūkšniuotos) koordinatų sistemos atžvilgiu; jo koordinatos šios sistemos atžvilgiu yra x^1, y^1, z^1; jos visą laiką lieka pastovios. Bendrai išmatuotus dydžius antroje koordinatų sistemoje žymėsime brūkšniais ([1]). To paties kūno vietą pirmoje koordinatų sistemoje tam tikru laiku t nusakys koordinatos x, y, z. Newtono (klasiškoje) mechanikoje, pereinant nuo vienos koordinatų sistemos prie antros, taško P koordinatas taip reikia pakeisti:



36 fig.

$$x = x^1 + vt; \quad y = y^1 \text{ ir } z = z^1 \qquad (26-1)$$

Newtonas tvirtino, kad laikas yra absoliutinis dydis ir, einant nuo vienos koordinatų sistemos prie kitos, visai nekinta; taigi, visose koordinatų sistemose matuojame tą pat laiką. Lorentzas, taikydamas šias transformacijos formulas (26 — 1) elektromagnetinio lauko lygtims, nustatė, kad abiejose koordinatų sistemose tos lygtys įvairiai išreiškiamos, taigi, šiomis lygtimis nusakomas tas pats fizikos dėsnis abiejose sistemose yra kitokis. Tokiu būdu, parinkus tinkamą tyrimą, galima būtų parodyti, katra iš šių dviejų sistemų juda erdvėje, kas prieštarauja pamatiniam reliatyvumo teorijos postulatui. Todėl Lorentzas transformacijos formulas (26 —1) pakeitė tokiomis, kurias taikant elektromagnetinio lauko bei kitų fizikos reiškinių lygtys abiejose sistemose yra tokios pat, taigi, einant nuo vienos sistemos prie kitos, jos visai nekinta. Jis taikė šias formulas:

$$x = \beta\,(x^1 + vt^1); \quad y = y^1; \quad z = z^1$$
$$t = \beta\left(t^1 + \frac{vx^1}{c^2}\right) \qquad (26-2)$$

Čia t ir t^1 yra laikas, matuojamas pirmoje ir antroje koordinatų sistemoje,

$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$, c – šviesos greitis. Įdomu pastebėti, kad taip transformuojant koordinatas, laikas t ir t^1, išmatuotas abiejose koordinatų sistemose, nėra vienodas; taigi, visiškai tapatingi koordinatų sistemų laikrodžiai eina kitaip. Tegu antroje koordinatų sistemoje stebime du įvykius; vienas iš jų įvyksta laiku t^1_1, antras t^1_2; šių įvykių laiko skirtumas, išmatuotas antrosios koordinatų sistemos laikrodžiu, yra $t^1_2 - t^1_1$, o išmatuotas pirmosios koordinatų sistemos $t_2 - t_1$, jei t_1 ir t_2 yra įvykių laikas. Taikydami transformacijos formulą, gausime:

$$t_2 - t_1 = \beta (t^1_2 - t^1_1) \qquad (26—3)$$

Kadangi β yra didesnis už vienetą, tai laikas tarp įvykių, išmatuotas pirmoje koordinatų sistemoje, yra didesnis už laiką, išmatuotą antroje sistemoje. Taigi antrosios, judančios, koordinatų sistemos laikrodis eina greičiau, kaip nejudančios koordinatų sistemos laikrodis. Laikrodžio parodymas, iš kurio ir sprendžiame apie praėjusį laiką, priklauso nuo sistemos judėjimo būsenos. Reliatyvumo teorijoje laikas nėra kažkas absoliutus, visai nepriklausomas nuo sistemos būsenos, bet jis, kaip ir vietos koordinatos (x, y, z), priklauso nuo judėjimo; todėl jam skiriama 4-os koordinatos prasmė 4-ių matų pasaulyje.

Sakysime, kad bet kuris kūnas iš taško A slenka į tašką B. Pirmųjų koordinatų sistemos stebėtojas nustato, kad minimas kūnas nueina kelią $AB = x_B - x_A$ per laiką $t_B - t_A$, o antrosios sistemos stebėtojas suranda, kad šį kelią $AB = x^1_B - x^1_A$ kūnas nueina per laiką $t^1_B - t^1_A$. Tokiu būdu kūno judėjimo greitis u, išmatuotas pirmoje koordinatų sistemoje, yra lygus:

$$u = \frac{x_B - x_A}{t_B - t_A} \qquad (26 - 4)$$

o išmatuotas antroje koordinatų sistemoje kūno greitis u^1 yra lygus:

$$u^1 = \frac{x^1_B - x^1_A}{t^1_B - t^1_A} \qquad (26—5)$$

Pakeitę pirmosios sistemos koordinatas antrosios sistemos koordinatomis, gauname:

$$u = \frac{\beta (x^1_B - x^1_A) + \beta v (t^1_B - t^1_A)}{\beta (t^1_B - t^1_A) + \frac{\beta v (x^1_B - x^1_A)}{c^2}} \qquad (26—6)$$

Skaitiklį ir vardiklį dalome iš $(t^1_B - t^1_A)$; tuomet

$$u = \frac{u^1 + v}{1 + \frac{u^1 v}{c^2}} \qquad (26—7)$$

Pastaroji (26—7) lygtis nurodo, kaip sudedami greičiai reliatyvumo teorijoje. Sakysime, kad iš taško A į tašką B sklinda šviesos spindulys, taigi $u^1 = c$. Įstatę tai į (26—7), gauname: $u = c$. Šviesos sklidimo greitis, išmatuotas pirmoje koordinatų sistemoje, taip pat turi būti lygus c. Taigi,

sudėję (arba atėmę) greitį c su kuriuo kitu v, gauname atstojamąjį greitį, lygų c. *Šviesos greitis c yra ribos greitis; didesnio už jį greičio negali būti.* Tai yra svarbi reliatyvumo teorijos išvada.

§ 27. Masė ir energija

Iš kitų reliatyvumo teorijos išvadų tenka pažymėti šios. Reliatyvumo teorijoje *kūno masė nėra pastovus dydis, bet priklauso nuo kūno judėjimo greičio.* Jei kūno masė, kada jis nejuda, yra m_0, tai kada jis juda greičiu v, jo masė m yra lygi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (27—1)$$

Taigi, *kuo greičiau kūnas juda, tuo jo masė yra didesnė.* Judančio greičiu v kūno kinetinė energija E_k taip išreiškiama:

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \qquad (27—2)$$

Kai kūno judėjimo greitis v yra mažas palyginti su šviesos greičiu c, taigi, kai $v << c$, tai tuomet

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right) (=) \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{2} m v^2 \qquad (27—3)$$

Esant mažiems greičiams, kinetinė energija išreiškiama formula, duodama Newtono mechanikoje.

Lygtį (27 — 2) galime ir taip išreikšti:

$$E_k = c^2 (m - m_0) \qquad (27—4)$$

arba

$$m - m_0 = \frac{E_k}{c^2}$$

Reiškia, kūno masė, kai jis juda, padidėja $\frac{E_k}{c^2}$. Išeina, kad *kūno energija ir masė yra tapatingi dydžiai, surišti tokia priklausomybe:*

$$\text{masė} = \frac{\text{energija}}{c^2} \qquad (27—5)$$

Tokiu būdu, judančio kūno masė padidėja todėl, kad jis turi didesnę energiją. Tačiau, kol jo judėjimo greitis yra nedidelis, jo masės prieauglis bus nežymus, ir jo masę galime laikyti esančią pastovią. Bet kai greitis yra artimas šviesos greičiui, kas dažnai pasitaiko atominiuose reiškiniuose, masė jau tiek padidėja, kad laikyti masę pastovią nebegalima.

V SKYRIUS

SPINDULIAVIMAS. ŠVIESOS KVANTAI

§ 28. Pamatiniai spinduliavimo dėsniai

Įkaitinti kūnai spinduliuoja energiją elektromagnetinių bangų pavidalu; kada spinduliuojančio kūno energija nėra papildoma, tai jo energijos išteklius mažėja, jo temperatūra krinta. Jei kūnas absorbuoja kitų kūnų spinduliuojamą energiją, tai jo energija didėja ir jo temperatūra kyla. Tokį spinduliavimą paprastai vadiname *šiliminiu* arba *temperatūriniu* spinduliavimu. Šiliminį spinduliavimą sudaro ne vien tik šiliminės (infraraudonosios) bangos, kaip galima būtų spręsti iš pavadinimo, bet visas bangų spektras tarp trumpiausių elektrinių ir ilgiausių X spindulių. Be šiliminio, turime ir kitų rūšių spinduliavimus; taip, išsielektrinimus pro praretintas dujas visuomet lydi spinduliavimas, sukeliamas elektriniu būdu ir vadinamas elektriniu spinduliavimu (elektroluminiscencija), arba, vykstant cheminėms reakcijoms, kartais sukeliamas cheminis spinduliavimas (chemiluminiscencija) ir t.t. Bet iš įvairių spinduliavimų išskirsime šiliminį ir nagrinėsime jį tik vieną. Tenka pastebėti, kad žymi dalis išvadų, kurias toliau gausime, tinka ir kitų rūšių spinduliavimams.

Kūnas spinduliuoja energiją į visas puses įvairių ilgių bangomis. Energijos kiekį, kūno spinduliuojamą į erdvės kampo vienetą per 1 sek bangomis, kurių ilgis yra tarp λ ir $\lambda + d\lambda$, pažymėsime $e_\lambda\, d\lambda$; e_λ vadiname kūno *emisijos pajėgumu*. Iš antros pusės, kiekvienas kūnas absorbuoja didesnę arba mažesnę pasiekiančios jį spinduliavimo energijos dalį. Kai jį pasiekia energija dE_λ ir jis absorbuoja jos dalį $a_\lambda\, dE_\lambda$, paversdamas ją šilima, tai a_λ vadiname kūno *absorbcijos pajėgumu*. Jei kūnas absorbuoja visų bangų ilgių spinduliavimo energiją, jos visiškai neatspindėdamas, tai tokį kūną vadiname *absoliučiai juodu kūnu;* jo $a_\lambda = 1$. Gamtoje tokių kūnų neturime. Juos kiek primena paprastais arba platinos suodžiais apsuodinti kūnai. Spinduliuojąs kūnas per kurį laiką gali išspinduliuoti tiek energijos, kiek jis jos ir absorbuoja per tą laiką, tuomet sakome, kad spinduliuojąs kūnas ir spinduliavimas yra termodinaminėje pusiausvyroje. Kai spinduliavimas ir juodas kūnas yra termodinaminėje pusiausvyroje, turime vadinamąjį *juodąjį spinduliavimą.* Iš įvairių galimų spinduliavimo energijos ir materijos pusiausvyros būsenų juodojo spinduliavimo būsena turi didžiausią entropiją, taigi, tokia būsena yra tikimiausia.

Pirmąjį ir pamatinį šiliminio (arba temperatūrinio) spinduliavimo

dėsnį, nusakantį energijos ir materijos santykiavimą, paskelbė 1860 m. Kirchhoffas. Šis dėsnis tvirtina, kad *kūno emisijos ir absorbcijos pajėgumų santykis priklauso nuo jo absoliutinės temperatūros T ir spinduliavimo bangos ilgio* λ *(arba jo dažnumo* ν*), tačiau visai nepriklauso nuo kūno prigimties; šis pajėgumų santykis yra lygus juodo kūno emisijos pajėgumui* e^1_λ, taigi,

$$e_\lambda / a_\lambda = e^1_\lambda \qquad (28-1)$$

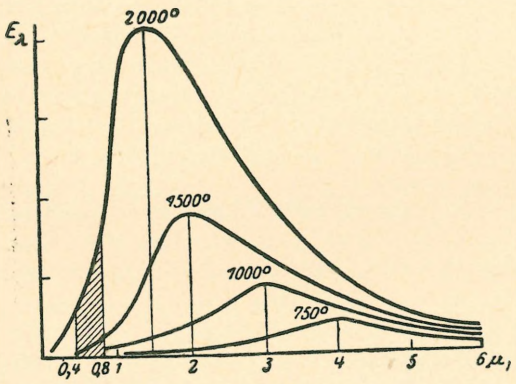
nes juodo kūno absorbcijos pojėgumas $a^1_\lambda = 1$.

Paprastai kalbama apie spinduliavimo tankį, t. y. spinduliavimo energijos kiekį tūrio vienete. Juodojo spinduliavimo savybės, taigi, ir jo tankis, yra nusakomos jo temperatūra, kuri yra lygi juodo kūno, esančio pusiausvyroje su spinduliavimu, temperatūrai. Tiktai juodasis spinduliavimas turi griežtai nusakytą temperatūrą. Boltzmannas, taikydamas spinduliavimui pirmąjį ir antrąjį termodinamikos pirncipą, išvedė, kad *juodojo spinduliavimo tankis E yra proporcingas absoliutinės temperatūros T ketvirtajam laipsniui;* jei proporcingumo koeficientą pažymėsime *a*, tai

$$E = aT^4 \qquad (28-2)$$

a rodo energijos kiekį, kurį išspinduliuoja per 1 sek juodo kūno 1 cm² paviršius, kai jo temperatūra yra 1°A (absoliutinės temperatūros); $a = 5{,}72 \cdot 10^{-12} \frac{\text{vatų}}{\text{cm}^2 \text{ laip}^4}$. Šį dėsnį, žinomą *Stefano - Boltzmanno* vardu, eksperimentiškai nustatė 1879 m. Stefanas; jo galiojimas patikrintas labai plačiose — nuo skysto oro iki 2300° — temperatūros ribose.

Juodąjį spinduliavimą sudaro įvairių ilgių, taigi ir dažnumų, bangos; kitaip tariant, turime spinduliavimo spektrą. Pamatinis juodojo spinduliavimo teorijos uždavinys ir yra surasti energijos padalinimą šiame spektre. Lygtis (28 — 2) mums nusako visą juodojo spinduliavimo energiją tūrio vienete. Įvedę tam tikro dažnumo ν (griežčiau tariant, dažnumų, kurie yra tarp ν ir $\nu + d\nu$) bangų energijos tankį E_ν, E galime taip išreikšti:



37 fig.

$$E = \int_0^\infty E_\nu \, d\nu \qquad (28-3)$$

Tuomet tenka nustatyti, kaip E_ν priklauso nuo T ir ν. Taikydamas termodinamikos ir elektrodinamikos dėsnius, Wienas teoriškai išvedė, kad

$$E_\nu = \frac{\nu^3}{c^3} F\left(\frac{T}{\nu}\right) \qquad (28-4)$$

Ši formula, išreiškianti vadinamąjį *Wieno postūmio dėsnį*, nusako būdinguosius energijos padalinimo spektre bruožus. Šį padalinimą grafiškai vaizduoja 37 fig. kreivės. Bangų ilgiams didėjant,

spinduliuojamos energijos kiekiai didėja ir, esant tam tikram ilgiui, pasiekia didžiausią vertę. Temperatūrai kylant, didžiausia energijos vertė stumiasi į trumpųjų bangų pusę. Wieno postūmio dėsnis sako, kad *didžiausios energijos bangos ilgis* λ_m *yra atvirkščiai proporcingas spinduliuojančio kūno absoliutinei temperatūrai* T, arba, kad λ_m ir T *sandauga yra pastovus dydis*, taigi,

$$\lambda_m T = \text{const} = b \qquad (28-5)$$

Lummeris ir Pringsheimas eksperimentiškai tikrino šio dėsnio galiojimą ir rado, kad jis visiškai gerai nusako didžiausios energijos bangų ilgio priklausymą nuo temperatūros. Jie nustatė ir b vertę; juodojo kūno spinduliavimui $b = 0{,}288$ cm.laip.

Wieno postūmio dėsnis nurodo į tai, kad spinduliavimo energijos padalinimas spektre priklauso nuo spinduliuojančio kūno temperatūros ir bangos ilgio, taigi, spektro energija yra šių dydžių funkcija. Kad energijos padalinimas spektre būtų visiškai griežtai nusakytas, tereikia tiktai surasti tos funkcijos forma. Pasirodė, kad šiam tikslui nebeužtenka termodinamikos bei elektrodinamikos bendrųjų principų, bet reikalinga jau susidaryti šioks bei toks spinduliavimo mechaninis modelis, kuris aiškiai nusakytų spinduliavimo energijos ir materijos atomų tarpusavio veikimą.

§ 29. Osciliatorių spinduliavimas. Rayleigh-Jeanso formula

Energijos padalinimas spektre nepriklauso nuo juodojo kūno prigimties, todėl energijos spinduliavimo (emisijos ir absorbcijos) mechanizmas turėtų būti visų juodų kūnų toks pat.

Imsime paprasčiausią atomo modelį, kuris pajėgia išspinduliuoti bei absorbuoti elektromagnetines bangas. Tokiu modeliu yra vadinamasis *osciliatorius*, kurį sudaro įelektrinta dalelė (jonas arba elektronas); veikiama lyg ir (kvazi) elastingų jėgų, ji harmoniškai vibruoja apie tam tikrą pusiausvyros vietą; vibracijų dažnumas yra ν.

Pagal elektroninę teoriją, elektromagnetines bangas erdvėje sukelia judantieji kintamu greičiu elektros kroviniai, pvz., kai įelektrinta dalelė (jonas arba elektronas) yra išjudinama arba sulaikoma arba kai ji vibruoja ar skrieja apskritimu. Sukeltos elektromagnetinės bangos dažnumas atitinka įelektrintos dalelės vibracijų dažnumą. Kai tokią dalelę pasiekia bet kurio dažnumo spinduliavimas, tai ji, veikiama elektromagnetinio lauko, išjudinama, taigi, jai suteikiama kinetinė energija; daužydamasi su kaimyninėmis dalelėmis, ji išjudina jas, atiduodama joms savo visą kinetinę energiją arba tik jos dalį. Šiuo atveju spinduliavimo energija yra absorbuojama ir virsta kūno šilimine energija. Ypatingai ryškiai energijos absorbcija pasireiškia tada, kai spinduliavimo ir įelektrintos dalelės dažnumas yra vienodas, taigi, kai turime *rezonansą*. Ir atvirkščiai, smūgių išjudinta įelektrinta dalelė ima vibruoti ir spinduliuoja energiją į erdvę elektromagnetinėmis bangomis.

Vaizduosimės juodąjį kūną esantį sudėtą iš labai didelio skaičiaus įvairių dažnumų osciliatorių. Jų energija sudaro kūno šilimą, kurią jie gali išspinduliuoti į erdvę, kaip spinduliavimo energiją. Arba jie gali šiliminės energijos išteklių papildyti, absorbuodami spinduliavimo energiją.

Visa kūno šiliminė energija gali būti įvairiai padalinta tarp atskirų osciliatorių; be to kiekvienas osciliatorius gali turėti bet kokį energijos kiekį. Osciliatoriaus turimas bet kurią akimirką energijos kiekis yra visai atsitiktinis; todėl kalbama apie tikimybę, kad, pvz., tam tikrą energijos kiekį turi kai kuris osciliatorių skaičius. Jeigu imame visus osciliatorius, tai paprastai kalbame apie šiokio ar tokio visos energijos padalinimo tarp atskirų osciliatorių tikimybę bei apie atskiro osciliatoriaus *vidutinę* energiją. Iš įvairių galimų energijos padalinimų tarp atskirų osciliatorių tikimiausią padalinimą turime tada, kai osciliatorių sistema ir spinduliavimas yra termodinaminėje pusiausvyroje.

Elektromagnetinių bangų energija yra tolygiai pasiskirsčiusi erdvėje, ir materija — šiuo atveju osciliatoriai — ją spinduliuoja ir absorbuoja tolygiai, taigi, osciliatorius gali turėti bet kurį energijos kiekį. Sakysime, kad visų osciliatorių N, esančių termodinaminėje pusiausvyroje, skaičius dN turi energijos kiekį tarp E ir $E + dE$. Statistinėje mechanikoje išvedama, kad tikimybė T turėti taip padalintą energiją yra išreiškiama šiuo būdu (45—6):

$$T = \frac{dN}{N} = ae^{-\frac{E}{kT}}\,dE \qquad (29-1)$$

Čia a yra pastovus dydis, k — Boltzmanno konstanta, $k = 1{,}38.10^{-16}$ erg/laip, T — absoliutinė kūno temperatūra. Susumavę visoms energijos vertėms, gausime:

$$\int_0^\infty ae^{-\frac{E}{kT}}\,dE = -akT\int_0^\infty d\left(e^{-\frac{E}{kT}}\right) = -akT\left|e^{-\frac{E}{kT}}\right|_0^\infty =$$

$$= akT = 1 \qquad (29-2$$

nes šiuo atveju tikimybė virsta tikrenybe ($T = 1$). Taigi,

$$a = \frac{1}{kT} \qquad (29-3)$$

Vidutinė osciliatoriaus energija bus lygi:

$$E_v = \int_0^N \frac{E\,dN}{N} = a\int_0^\infty Ee^{-\frac{E}{kT}}\,dE = kT \qquad (29-4)$$

Integruodami dalimis, turėsime:

$$\int_0^\infty Ee^{-\frac{E}{kT}}\,dE = -kT\int_0^\infty Ed\left(e^{-\frac{E}{kT}}\right) = -kT\left|Ee^{-\frac{E}{kT}}\right|_0^\infty +$$

$$+ kT\int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}}\,dE = -kT\left|Ee^{-\frac{E}{kT}}\right|_0^\infty - k^2T^2\left|e^{-\frac{E}{kT}}\right|_0^\infty = k^2T^2 \qquad (29-5)$$

kadangi ribas įstačius, pirmasis narys lygus nuliui.

Lygtis (29 — 4) išreiškia statistinės mechanikos lygių dalių (ekviparticijos) dėsnį, pagal kurį kiekvienam laisvės laipsniui skiriamas vienodas (potencinės ir kinetinės) energijos kiekis kT. Osciliatorių laisvės laipsnių skaičiui nusakyti taikoma Rayleigh-Jeanso formula (8—9); taigi, osciliatorių, kurių dažnumai yra tarp ν ir $\nu + d\nu$ laisvės laipsnių skaičius yra lygus $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\,d\nu$, kadangi bangų skaičius $\nu_0 = \frac{\nu}{c}$, kur c yra šviesos greitis; be to, šviesos bangos yra skersinės, ir kiekviena iš jų yra išskaidoma į dvi statmenai kita kitai poliarizuotas bangas. Tokiu būdu, ν ir $\nu + d\nu$ dažnumo spinduliavimo energijos tankis E_ν bus lygus:

$$E_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} E_v\, d\nu = \frac{8\pi kT\nu^2}{c^3}\, d\nu \qquad (29-6)$$

o viso spektro energija

$$E = \int_0^\infty \frac{8\pi kT}{c^3}\,\nu^2 d\nu = \int_0^\infty \frac{8\pi kT}{\lambda^4}\, d\lambda \qquad (29-7)$$

Ši (29 — 7) Rayleigh-Jeanso formula gerai tinka tik ilgesnių bangų spektro sričiai ir visai netinka trumpoms bangoms; pagal ją, dažnumui augant ir energijos tankis didėja; be galo trumpoms bangoms energijos tankis turėtų būti be galo didelis, kas aiškiai prieštarauja matavimo daviniams: viso spektro energijos kiekis nėra be galo didelis. Taigi, bandymai rasti tokią formulą, kuri tinkamai nusakytų energijos padalinimą visame spektre, taikant tolydinio energijos padalinimo tarp osciliatorių principą, liko be sėkmės.

§ 30. Energijos kvantų principas. Plancko formula

Kad pašalintų šį prieštaravimą tarp teorinių išvadų ir tyrinėjimo davinių, P l a n c k a s 1900 m. paskelbė tokias dvi hipotezes. Pirmoji sako, kad nors tarp osciliatorių energija gali būti padalinta įvairiais būdais, tačiau iš tikrųjų visuomet yra gaunamas tikimiausias padalinimas. Antroji tvirtina, kad *osciliatoriai tegali absorbuoti ir išspinduliuoti energiją tik tam tikrais kiekiais, taigi, jie gali turėti ne bet kurį energijos kiekį, kaip iki tol buvo manoma, bet tik kartotinį elementariam energijos kiekiui — energijos kvantui* ε, *kuris yra proporcingas spinduliavimo dažnumui* ν; *taigi,*

$$\varepsilon = h\nu \qquad (30-1)$$

proporcingumo koeficientas h, vadinamas *Plancko konstanta* arba *veikimo kvantas*, yra bendroji konstanta: $h = 6{,}607.10^{-27}$ erg.sek.

Taigi, Planckas paskelbė visai naują principą, kuris energijai skiria kvantų struktūrą, t. y. kad energija sudėta iš atskirų energijos dalelių — energijos kvantų. Iki to laiko energijai buvo skiriama tolydinė struktūra, taigi, energijos kiekis buvo keičiamas tolydinai nuo be galo mažo iki be galo didelio kiekio.

Išeinant iš energijos kvantų principo, osciliatoriams tenka skirti ne

bet koks, bet kartotinis energijos kvantui energijos kiekis; jei energijos kvantą pažymėsime ε, tai osciliatoriai tegali turėti tik tokius energijos kiekius:

$$0\varepsilon \quad 1\varepsilon \quad 2\varepsilon \quad 3\varepsilon \quad 4\varepsilon \ldots \quad n\varepsilon \ldots$$

Tegu visų osciliatorių N dalis N_n turi energijos kiekį $n\varepsilon$. Tokio padalinimo tikimybė T_n bus lygi:

$$T_n = \frac{N_n}{N} = kTe^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}\varepsilon \tag{30—2}$$

Sudėję gausime:

$$\sum_n T_n = \frac{\sum_n N_n}{N} = kT \sum_n e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}\varepsilon = \frac{kT\,\varepsilon}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}} = 1$$

taigi,

$$kT\varepsilon = 1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \tag{30—3}$$

Atskiro osciliatoriaus vidutinė energija E_ν bus lygi:

$$E_\nu = \frac{\sum_n N_n\, n\varepsilon}{N} = \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\right) \sum_n e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}} (n\varepsilon) =$$

$$= \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \tag{30—4}$$

Bet $\varepsilon = h\nu$ (30—1), taigi,

$$E_\nu = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{30—5}$$

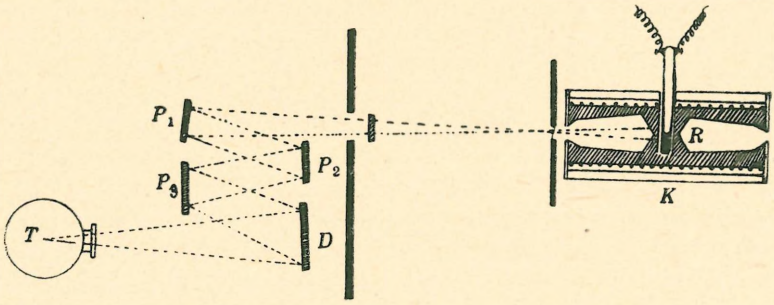
Įstatę tai į (29—6), gauname, kad energijos tankis

$$E_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\, d\nu \tag{30—6}$$

o viso spektro energija

$$E = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\, d\nu \tag{30-7}$$

Tai yra vadinamoji *Plancko formula*, išreiškianti energijos padalinimą visame spektre. Iš jos išvedama, kad E_ν didėja, kai dažnumas ν didėja, bet, esant tam tikrai ν vertei, E_ν yra didžiausias, ką rodo ir tyrimas. Be to, viso spektro energija yra baigtinis dydis. Esant ν mažiems, taigi, kai turima ilgos bangos, formula (30—7) riboje virsta Rayleigh - Jeanso formula (29—7); šioje srityje abiejų, klasiškosios ir kvantų, teorijų išvados sutampa. Plancko formula (30—7) visai gerai išreiškia tikrąjį juodojo spinduliavimo energijos padalinimą spektre. Šį energijos padalinimą eksperimentiškai matavo Lummeris, Pringsheimas, Rubensas, Michelis ir k. tyrinėtojai. 38 fig. vaizduojama Rubenso ir Michelio įrengimo matuoti schema. *R* žymi juodą kūną, kurį sudaro metalinis tuščiaviduris cilindras, iš viršaus padengtas šilimos nepraleidžiančiu sluoksniu *K*, ir ku-



38 fig.

ris yra elektrinės krosnies kaitinamas; pastaroji visą laiką palaiko cilindre pastovią temperatūrą; ši matuojama termoelementu. Išėjęs pro angelę spinduliavimas, kuris labai mažai tesiskiria nuo juodojo spinduliavimo, krinta į NaCl plokšteles P_1, P_2, P_3 ir, kelis kartus atsispindėjęs, lieka beveik monochromatinis ir, įgaubto veidrodžio *D* nukreiptas, nušviečia termoelementą arba radiometrą *T*. Šis liktinių spindulių būdas vartojamas ilgesnių bangų energijai matuoti. Trumpesniųjų šiliminio spinduliavimo bangų spektrui gauti buvo vartojamos NaCl prizmos ir įgaubti veidrodžiai. Šių visų matavimų daviniai atitiko formulos (30—7) išvadas; taigi, energijos padalinimo spektre matavimai pirmieji sudarė energijos kvantų struktūros principo empirinį pamatą. Tačiau jie nėra vienintelis jo pamatas. Toliau susipažinsime su reiškiniais, kuriuos teįveikia išaiškinti tik šis — energijos bendrai ir spinduliavimo energijos atskirai — kvantų principas.

§ 31. Fotoelektrinis efektas

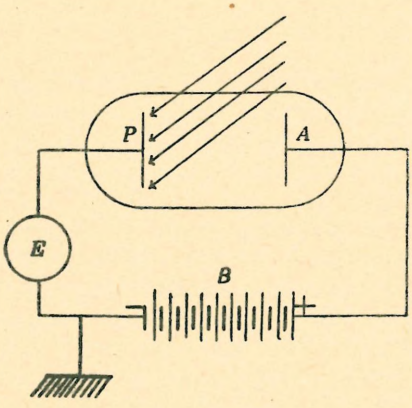
1888 m. Hallwachsas rado, kad ultravioletine šviesa apšviesta cinko plokštelė įsielektrina teigiamai, arba įelektrinta neigiamai ji išsielektrina daug greičiau, kaip nenušviesta. Jau Hallwachsas teigė, kad iš nušviestos cinko plokštelės išlekia kažkokios neigiamai įelektrintos dalelės. Vėliau, elektroną atradus, įsitikinta, kad šios dalelės yra elektronai —

neigiamosios elektros atomai. Šį reiškinį vadiname fotoelektriniu arba fotoefektu, o emituojamus elektronus - fotoelektronais.

Vėlesnieji gausūs tyrimai parodė, kad visi kūnai, kietieji, skystieji ir dujiniai, nušviesti emituoja fotoelektronus, tik šviesos bangos ilgis neturi būti didesnis už vadinamosios raudonosios *ribos bangos* ilgį, arba šviesos dažnumas negali būti mažesnis už šios *ribos dažnumą*. Raudonosios ribos dažnumas (arba bangos ilgis) priklauso nuo nušviečiamos medžiagos prigimties, o dažnai ir nuo medžiagos paviršiaus. Ši riba daugelio kūnų yra ultravioletinėje spektro dalyje. Tik šarminiai metalai sudaro savotišką išimtį; jų riba yra raudonojoje, o kai kada ir infraraudonojoje spektro dalyje. Taigi, ypatingai veiklūs fotoelektrinio efekto atžvilgiu yra trumpųjų bangų, k. a. ultravioletiniai, X ir γ spinduliai.

Fotoelektrinis efektas pasižymi šiomis savybėmis. Metalinės plokštelės paviršiaus emituotų fotoelektronų skaičius yra griežtai proporcingas nušvietimo stiprumui. Fotoelektronai turi skirtingą greitį, kurio vertė kinta nuo mažiausios (nulinės) iki tam tikros visai griežtos didžiausios vertės. Didžiausioji greičio vertė priklauso ne nuo nušvietimo stiprumo, kaip galima būtų laukti, bet tik nuo šviesos bangos ilgio arba jos dažnumo; dažnumui augant, didėja ir didžiausia greičio vertė.

Fotoelektronų greitis nustatomas stabdomojo potencialo būdu. Prieš tiriamosios medžiagos plokštelę *P* (39 fig.) yra talpinamas elektrodas *A* ir tarp jų sudaromas potencialų skirtumas. Plokštelę *P* paprastai jungiame su elektrometru *E*, kuriuo matuojame jos elektros kiekį arba gaunamos plokštelę nušvietus fotosrovės stiprumą. Pastaruoju atveju elektrometras bei vienas baterijos *B* polis yra įžeminami; antrasis baterijos polis sujungiamas su *A*. Fotoefektas yra tiriamas tuštumoje, todėl abu elektrodai talpinami į indą, iš kurio ištraukiamas oras. Jeigu nušviečiamajai plokštelei *P* suteiksime neigiamą, o *A* — teigiamą potencialą, tai sudarytas tarp jų potencialų skirtumas padeda fotoelektronams išlėkti iš plokštelės, atitraukdamas jau išlėkusius nuo jos. Turėsime greitinamąjį potencialą. Ir atvirkščiai, suteikus plokštelei *P* teigiamą, o *A* — neigiamą potencialą, susidaręs potencialų skirtumas kliudo arba ir visai neleidžia elektronams išlėkti; tuomet turėsime stabdomąjį potencialą. Potencialų skirtumą, kurį perbėgdamas elektronas įgauna greitį v arba kuris pajėgia sulaikyti elektroną, kai šis pradiniu greičiu v bėga į neigiamą potencialą, pažymėsime V; tuomet



39 fig.

$$^1/_2\, mv^2 = eV \qquad (31-1)$$

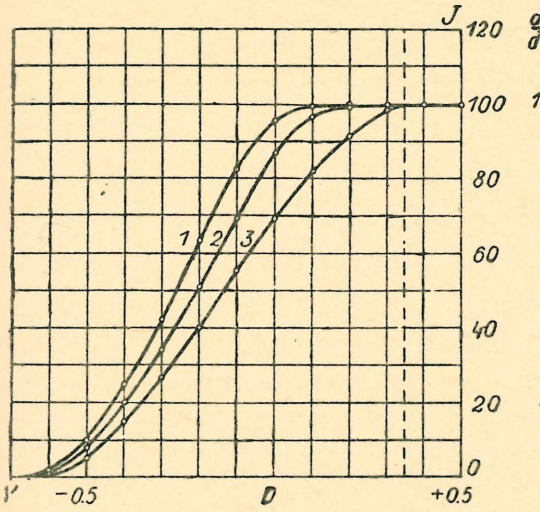
Čia e ir m yra elektrono elektros kiekis ir masė. Kai tik šis potencialų skirtumas bus pasiektas, visi fotoelektronai bus sulaikomi ir fotosrovė bus ly-

gi nuliui. Taigi, V nusako didžiausią fotoelektronų energiją bei greitį; todėl dažnai fotoelektronų greitis išreiškiamas voltais; iš lygties (31—1)

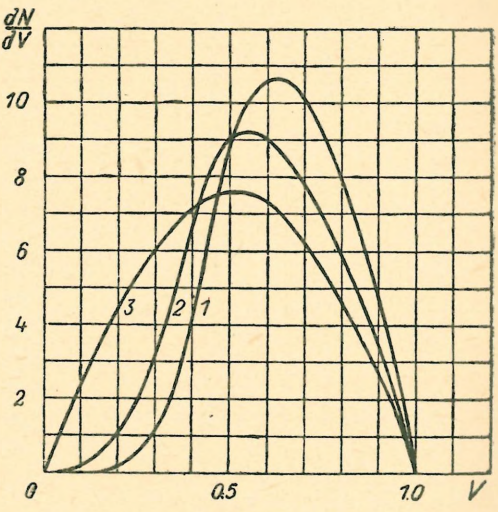
$$v = 5{,}95 \cdot 10^7 \sqrt{V} \qquad (31—2)$$

kai v išreiškiamas cm/sek ir V — voltais.

Kada turime greitinamąjį potencialą, tai fotoelektronai lekia visą laiką, kol yra nušviečiama plokštelė P. Esant didesnėms greitinamojo potencialo vertėms, ne tik visi fotoelektronai nutolsta nuo plokštelės P, bet jie visi pasiekia elektrodą A; tuomet gaunama didžiausio stiprumo fotosrovė. Greitinamąjį potencialą mažinant ne visi fotoelektronai beįveikia pasiekti A, fotosrovės stiprumas mažėja. Sudarius nedidelį stabdomąjį potencialą, fotoelektronų skaičius dar labiau sumažėja, ir pagaliau, esant tam tikram stabdomajam potencialui, atitinkančiam didžiausią fotoelektronų energiją, fotosrovė visai išnyksta. 40 fig. išbrėžtos kreivės vaizduoja fotosrovės stiprumo J priklausomumą nuo potencialų skirtumo tarp P ir A, nušviečiant skirtingo storio metalinį sluoksnį; kuo sluoksnis yra plonesnis, tuo kreivė yra staigesnė (I-ji kreivė), skirtumas tarp fotoelektronų greičių yra mažesnis.



40 fig.

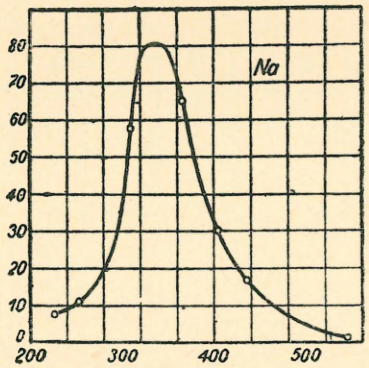


40a fig.

Fotosrovės stiprumo priklausomumą nuo potencialų skirtumo nustačius, galima nustatyti didžiausią fotoelektronų energiją bei greitį; tenka tiktai surasti tą stabdomąjį potencialą, kuriam esant, fotosrovės stiprumas sumažėja iki nulio. Be to, iš priklausomybės kreivės galima spręsti, koks fotoelektronų skaičius turi tą bei kitą greitį. Fotosrovės stiprumas J yra proporcingas fotoelektronų skaičiui N, taigi, ir fotosrovės stiprumo pakitimas dJ, pakeitus stabdomąjį potencialą dV, bus proporcingas fotoelektronų prieaugliui — elektronų skaičiui, kurių greitis (išreikštas voltais) yra tarp V ir $V+dV$. Kreivė $\frac{dN}{dV} \sim \frac{dJ}{dV}$ parodo reliatyvų skirtingų greičių foto-

elektronų skaičių. 40a fig. kreivės grafiškai vaizduoja 40 fig. kreivių $\frac{dN}{dV}\left(\sim\frac{dJ}{dV}\right)$ kitimą skirtingiems potencialų skirtumams, taigi parodo, koks fotoelektronų skaičius turi tą bei kitą greitį. Kreivės rodo, kad iš pradžių, greičiui didėjant, fotoelektronų skaičius auga, pasiekia didžiausią vertę esant 0,63 *V* (1 kreivė), vėliau jis vėl mažėja ir, esant 1 *V*, (visoms kreivėms) yra lygus nuliui.

Jau minėjome, kad fotoelektronų didžiausias greitis priklauso nuo šviesos bangos ilgio, bet ne nuo šviesos stiprumo. Matavimai parodė, kad ir fotoetekto našumas — atitinkąs fotoelekroną absorbuotos energijos kiekis $\left(\frac{\text{absorbuota energija}}{\text{išlaisvintų fotoelektronų skaičius}}\right)$ paprastai priklauso tik nuo šviesos bangos dažnumo; šiam didėjant, ir fotoefekto našumas didėja. Tokį fotoefektą vadiname *normaliu*. Tačiau šarminių metalų fotoefektą tiriant, buvo pastebėta, kad šių metalų fotoefekto našumas turi didžiausią vertę, nušvietus juos tam tikro bangos ilgio šviesa, taigi, jie šiai šviesai yra ypatingai jautrūs. Šiuo atveju turime *selektyvų* fotoefektą. 41 fig. kreivė vaizduoja natrio fotoefekto našumo priklausomumą nuo šviesos bangos ilgio. Iš šios kreivės matyti, kad natris fotoelektriniu atžvilgiu yra jautriausias 3400A bangos ilgio šviesai; trumpesnių ir ilgesnių bangų šviesai jo jautrumas mažėja. Kalis yra jautriausias 4400A, rubidis — 4800A bangų ilgio šviesai. Yra patirta, kad selektyvus fotoefektas tegaunamas tuomet, kai šviesos bangos elektrinio lauko kryptis yra statmena nušviečiamo metalo paviršiui. Priešingu atveju, pvz., paviršių nušvietę taip poliarizuota šviesa, kad jos elektrinio lauko kryptis yra lygiagretė šiam paviršiui, jokio selektyvaus efekto negauname; ir bendrai tuomet efektas yra mažas. Iš viso reikia pastebėti, kad tik labai maža absorbuotos šviesos energijos dalis paverčiama fotoelektrinio efekto energija; didžiausioji jos dalis virsta kitos rūšies, daugiausia šilimine, energija.



41 fig.

Fotoelektronai yra nušviečiamojo kūno atomų elektronai, kurie šviesai veikiant, atsipalaiduoja iš ryšio su atomais ir išlekia iš kūno. Paprastai fotoelektronai yra šviesos išlaisvinti išorinių atomo elektroninių sluoksnių (§ 58) elektronai. Tačiau kartais pasitaiko, kad, pvz., nušvietus X spinduliais medžiagą, yra išplėšiamas elektronas iš atomo vidinių elektroninių sluoksnių. Tuomet laisvą vietą užima išorinio sluoksnio elektronas, ir atsipalaiduoja tam tikras energijos kiekis. Pastarasis kartais yra išspinduliuojamas šviesos kvantu; tuomet gauname *antrinį*, arba *fluorescencijos*, spinduliavimą. Bet kartais ši energija sunaudojama naujam fotoelektronui — *Augerio* elektronui išlaisvinti iš atomo. Šio elektrono kinetinė energija paprastai yra lygi išlaisvintos išoriniam elektronui peršokant į vidinį sluoksnį ir (Augerio) fotoelektrono ryšio su atomu

energijos kiekių skirtumui. Tokios rūšies fotoefektą pastebėjo 1925 m. A u g e r i s, todėl šis fotoefektas dažnai vadinamas *Augerio efektu.*

Fotoelektronų didžiausio greičio priklausomumas nuo šviesos dažnumo rodo tai, kad atomai absorbuoja ne bet kurį, bet tik tam tikrą energijos kiekį, jos kvantą. Nes jeigu atomas galėtų absorbuoti bet kurį energijos kiekį, tai fotoelektronų greitis turėtų priklausyti nuo šviesos stiprumo. Taigi, fotoefekto reiškiniai nurodo energijos kvantų struktūrą; ir tik energijos kvantų principą taikant tegalima juos išaiškinti. Taikydamas energijos tvarumo dėsnį, E i n s t e i n a s taip išreiškia fotoelektrono kinetinę energiją:

$$^1/_2 mv^2 = h\nu - a \qquad (31—3)$$

kur m yra eletrono masė, v — jo greitis, ν — šviesos dažnumas, h — veikimo kvantas ir a — tam tikras dydis, kuris išreiškia energiją, kurią reikia suteikti elektronui, kad jis išsilaisvintų ir išlėktų iš kūno. Išreiškus a energijos kvantu $h\nu_0$, lygtį (31—3) galime taip parašyti:

$$^1/_2 mv^2 = h\,(\nu - \nu_0) \qquad (31—4)$$

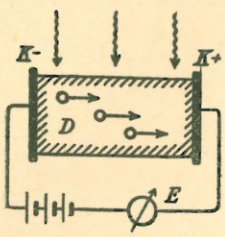
Pagal šią lygtį, fotoelektronų greitis v priklauso tik nuo šviesos dažnumo ν. Be to, kai $\nu < \nu_0$, taigi kai reikalingas elektronui suteikti darbas yra didesnis už absorbuotos energijos kvantą, tai elektronas nepajėgia išlėkti iš kūno; tuomet jokio fotoefekto neturėsime; raudonosios fotoefekto ribos dažnumas bus lygus $\nu = \nu_0$. Jau minėjome, kad įvairūs kūnai turi skirtingą fotoefekto raudonąją ribą, nes išlaisvinimo darbas a priklauso nuo kūnų prigimties. Pastarasis sudėtas iš dviejų dalių: jonizacijos, t. y. reikalingo elektronui atpalaiduoti iš ryšio su atomu darbo, ir tojo darbo, kurį elektronas turi atlikti, pereidamas kūno paviršių. Išlaisvinimo darbą nustatome, išmatavę fotoefekto raudonosios ribos dažnumą ν_0, bendrai jis siekia kelių elektronvoltų (§ 77).

Iš lygties (31—4) išeina, kad visų fotoelektronų greitis turėtų būti vienodas; bet taip nėra; jų greitis svyruoja tarp nulinio ir tam tikro didžiausio. Tai yra todėl, kad šviesa jonizuoja atomus įvairiame sluoksnio gylyje. Kai elektronas esti atpalaiduojamas ne pat paviršiuje, bet giliau metale, tai, kol pasiekia paviršių, jis daug kartų susidaužia ir nustoja energijos dalies. Taigi, jis išlėkęs pro paviršių turi jau mažesnį greitį.

Iki šiolei nagrinėjome vadinamąjį *išorinį fotoelektrinį efektą;* trumpesnių bangų šviesa nušviesti kietieji arba skystieji kūnai išspinduliuoja elektronus; taigi, šiuo atveju ir be pašalinio potencialų skirtumo galime gauti fotosrovę. Bet yra aptiktas ir kitokios rūšies fotoelektrinis efektas. Jei tarp įelektrinto kondensatoriaus plokštelių patalpinsime skaidrų, turintį didesnį lūžio rodiklį ($n > 2$) dielektriką, tai jį nušvietus, kondensatorius išsielektrina. Vadinasi, apšviesto trumpesnių bangų šviesa dielektriko elektrinis laidumas didėja. Šios rūšies fotoelektrinis efektas yra vadinamas *vidiniu fotoelektriniu efektu.*

Aplamai vidinio fotoelektrinio efekto reiškiniai yra labai painūs. 1921 m. G u d d e n u i ir P o h l i u i pavyko juos šiek tiek išaiškinti. Jie

matavo visai nelaidžių (ZnS, NaCl, deimanto ir k.) kristalų fotoefektą 42 fig. nurodytu būdu. Tarp dviejų elektrodų K^+ ir K^- yra padedamas kristalas D ir nušviečiamas trumpesnių bangų šviesa. Kristalo absorbuotos šviesos išlaisvinti elektronai, elektrinio lauko veikiami, slenka teigiamo elektrodo kryptimi ir tuo būdu sukelia elektros srovę, kuri yra matuojama elektrometru E. Ši elektros srovė vadinama *pirmine fotoelektrine srove*. Jei viso n elektronų pasistumia tarpą x, tai elektrometru išmatuojame elektros kiekį $ne.x/d$; čia d yra nuotolis tarp elektrodų, e — elementarus elektros kiekis. Kada visi elektronai pasiekia anodą, kristalas lieka *teigiamai įelektrintas*. Tada santykio x/d vertė, paimta visiems elektronams, padidėja iki ½; taigi, išmatuotas elektros kiekis bus tuomet lygus $\frac{1}{2}ne$. Tokį atveją turime, kai kristalo plokštelės storis yra nedidelis, pvz., kai deimanto kristalo storis mažesnis už 1 mm. Bet kai elektronai tegali pasistumti labai mažai, jų postūmis x yra tik molekulinio dydžio, tada kristalas esti tiktai *poliarizuojamas*. Šioje *„sužadintoje"* būsenoje pakinta kristalo šviesos absorbcija; jo normali šviesos absorbcijos juosta prasiplečia ilgesnių bangų pusėn. Sužadintą kristalo būseną galime panaikinti, nušvietę jį šviesa, kurios bangos ilgis atitinka jo ilgųjų bangų absorbcijos juostą, arba jį pašildę. Tuomet elektronai sugrįžta atgal į savo vietas.



42 fig.

Vėlesnieji tyrimai parodė, kad tokį fotoelektrinį veikimą sukelia ne tiesioginė trumpųjų bangų šviesos absorbcija, bet kad pirmiau susidaro tam tikri absorbcijos centrai (jų koncentracija siekia 10^{-6}), kurie ir sukelia šį veikimą. Šie centrai turi savo būdingą absorbcijos spektrą, pastumtą į ilgųjų bangų pusę. Sužadintą būseną, kurioje pasireiškia ilgųjų bangų absorbcija, sąlygoja laisvesnio ryšio elektronai. Jie gali būti bet kaip įterpti kristalo gardelėn ir tuo būdu gali sukelti sužadintąją būseną. Nušvietus arba pašildžius kristalą, šie gardelėje laisviau pririšti elektronai atsipalaiduoja ir elektriniame lauke keliauja teigiamo potencialo kryptimi.

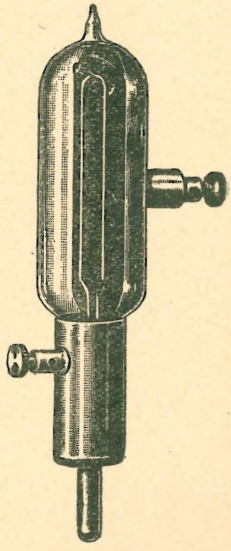
Ilgesnį laiką stipriau nušvietę kristalą, paprastai gauname ir vadinamąją *antrinę fotoelektrinę srovę*, kuri gana painiu būdu priklauso nuo šviesos stiprumo. Ši srovė atsiranda ir išnyksta tik po ilgesnio laiko. Ją sukelia kristalo varžos kitimas, kuris įvyksta, kai kristalo gardelėje esti išlaisvinamas didesnis elektronų skaičius.

Fotoelektrinį efektą aiškinant, tenka vadovautis Plancko energijos kvantų principu, kuris teigia, kad atomas tegali absorbuoti energiją tik kvantais. Kai kurios efekto savybės verčia manyti, kad ne tik šviesos emisijos ir absorbcijos procesai vyksta kvantiškai, bet kad ir šviesa erdvėje sklinda ne bangomis, bet atskirais kvantais.

Matavimai rodo, kad fotoelektrinis efektas yra gaunamas tuojau nušvietus, kaip nušvietimas silpnas bebūtų, jei tik šviesos dažnumas yra didesnis už fotoefekto raudonosios ribos dažnumą. Taip, yra nustatyta, kad 1 Hefnerio žvakės stiprumo šviesa 3 metrų nuotolyje įveikia sukelti fotoefektą. Tokiame nuotolyje 1 cm^2 tenka per 1 sek apie 1 ergą energijos. Tik šios energijos trečioji dalis, siunčiama trumpesnėmis kaip 5000 A

bangomis, tėra veikli fotoefekto atžvilgiu. Atomo skersinio piūvio plotas yra apie 10^{-15} cm^2; jei vaizduosimės energiją padalintą tolydinai bangos paviršiuje, tai atomui per 1 sek tektų tik apie $0{,}3.10^{-15}$ ergo veiklios energijos. Bet jau 5000 A bangos ilgio energijos kvantas $h\nu(=)4.10^{-12}$ ergų; taigi, jis yra apie 12.000 kartų didesnis už gaunamą energijos kiekį per 1 sek. Kol atomas surinks reikalingą fotoelektronui emituoti energiją, atrodo, reikėtų laukti bent 12000 sek(=)3 val. Tačiau tyrimai rodo, kad fotoelektrinę emisiją sukeliame tą pačią akimirką, kaip tik nušviečiame. Išeina, kad kalbamas energijos kiekis yra jau sutelktas vienoje vietoje ir jo rinkti nebereikia. Taigi, šalinant šį ir eilę kitų prieštaravimų, tenka atsisakyti nuo tolydinio energijos padalinimo bangos paviršiuje ir imti, kad šviesos energija slenka kvantais $h\nu$, (kur ν yra šviesos dažnumas, h — veikimo kvantas), kuriuos sudaro labai mažo dydžio šviesos dalelės, vadinamos *fotonais*. Joms priskiriame visas materialių dalelių savybes. Pagal reliatyvumo teoriją, energija ir masė yra tapatingi dydžiai, ir bet kuris energijos kiekis E yra lygiavertis masės kiekiui $m = \frac{E}{c^2}$. Taigi, fotono masė yra lygi $h\nu/c^2$, o kadangi jis sklinda erdvėje šviesos greičiu c, tai jo judėjimo kiekis yra lygus $h\nu/c$. Šviesos kvantų teoriją yra sukūręs Einsteinas. Tokiu būdu, norint fotoelektrinį efektą išaiškinti, tenka grįžti prie Newtono šviesos dalelyčių teorijos, bet jau pakeista forma.

Fotoelektriniame efekte šviesos energija yra paverčiama elektros energija. Šia efekto savybe remiasi jo taikymas šviesos stiprumui matuoti. Šiam tikslui vartojama fotocelė. Ją sudaro stiklo arba kvarco indelis (42a fig.); vienas jo vidinis šonas yra apdengtas jautriu šviesai sluoksniu; dažniausiai vartojami ypatingai paruošti šarminių metalų (K, Na, Rb, Cs, Cd ir k.) sluoksniai. Indelio viduje prieš sluoksnį yra patalpintas tinklelio arba žiedo pavidalo anodas. Tuščiose (vakumo) fotocelėse dujų nėra. Tarp fotocelės jautriojo sluoksnio — katodo ir anodo sudaromas nedidelis (iki 150—180 V) potencialų skirtumas. Fotocelės katodą nušvietę, gauname fotosrovę, kurią sudaro šviesos išlaisvinti elektronai. Tuščiose fotocelėse ši srovė yra griežtai proporcinga šviesos stiprumui. Bet ši fotosrovė yra silpna; jos stiprumas tesiekia 10^{-10} A, nušvietus vienu liuksu. Stipresnėms fotosrovėms gauti fotoceles paprastai pripildo tauriųjų dujų (Ne, Ar ir k.). Tokiose fotocelėse išlaisvinti ir didesnį potencialų skirtumą perbėgę fotoelektronai jonizuoja dujas. Šiuo atveju turime nebe gryną fotosrovę, bet jonizacijos srovę, kuri yra žymiai stipresnė. Pripildytos dujų fotocelės jau jautresnės; bet jose proporcingumas tarp nušvietimo stiprumo ir fotosrovės tėra išlaikytas tik nedideliame nušvietimo kitimų tarpe. Be to, tokios fotocelės turi didesnę inerciją kaip tuščiosios (pastarųjų inercija mažesnė kaip 3.10^{-9} sek) ir pareiškia nuovargį prie stipresnių nušvietimų. Fotocelės labai plačiai taikomos ne tik moksliniuose tyrimuose,



42a fig.

bet ir grynai praktikos reikalams, k. t. garsiniame filme, televizijoje ir įvairiuose kituose technikos įrengimuose kaip relais; jos taikymų sritys visą laiką plinta.

§ 32. Comptono efektas

Kai matomoji šviesa arba X spinduliai eina pro medžiagą, tai jų stiprumas mažėja. Tai įvyksta dėl dviejų priežasčių. Šviesos spindulių energija iš dalies yra absorbuojama ir virsta kitos rūšies energija, k. a. fotoelektrinio efekto energija arba šilima; čia turime tikrąją šviesos arba X spindulių absorbciją. Be to, spindulių dalis, praeidama pro medžiagą, nukrypsta nuo pirminės sklidimo krypties, jie išsibarsto. Taigi, bendras šviesos spindulių stiprumo sumažėjimas priklauso nuo tikrosios spindulių absorbcijos ir jų išbarstymo.

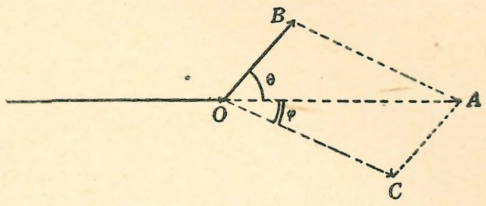
Kaip aiškinama tikroji absorbcija arba bent toji jos dalis, kurią sąlygoja fotoelektrinis efektas, jau kalbėjome. Jos aiškinimas remiasi šviesos kvantų teorija. Šviesos spindulių išbarstymo pirmąją teoriją yra sukūręs J. J. Thomsonas. Jo teorija paremta elektromagnetine šviesos teorija. Joje išbarstytų kai kuria kryptimi Θ ir nuotoly l nuo barstomos medžiagos spindulių stiprumas I yra taip išreiškiamas:

$$I = I_0 \frac{e^4}{c^4 m^2 l^2} \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \qquad (32—1)$$

Čia I_0 yra pirminių spindulių stiprumas, e ir m osciliatoriaus (čia elektrono) elektros kiekis ir masė, c — šviesos greitis. Pagal šią formulą, daugiausia spindulių išbarstoma pirmine ($\Theta = 0$) bei priešinga jai ($\Theta = \pi$) kryptim, o mažiausia — statmena pirminei spindulių krypčiai ($\Theta = \pi/2$). Šviesos spindulių išbarstymo pirmųjų matavimų daviniai (§ 23, *A*) bent apytiksliai atitiko šios teorijos išvadas. Tačiau vėliau buvo pastebėta žymesnių nesuderinimų. Jau Barkla pastebėjo, kad išbarstytų pirmine kryptim X spindulių stiprumas yra didesnis, kaip išbarstytų priešinga kryptim; be to matavimai rodė, kad spindulių skvarba mažėja išbarstymo kampui didėjant, taigi, kad išbarstytų spindulių bangos ilgis turėtų didėti. 1923 m. H. A. Comptonas aiškiai nustatė, kad išbarstytos šviesos bangos ilgis tikrai didėja. Tirdamas išbarstytą einant pro grafitą molibdeno K_α linijos šviesą, jis rado, kad išbarstytos 90° kampu šviesos bangos ilgis pakinta iš 0,708 A į 0,730 A, taigi apie 0,02 A; be to, šiais matavimais jis nustatė, kad išbarstytos šviesos bangos ilgio kitimas didėja, išbarstymo kampui didėjant, tačiau kad jis visiškai nepriklauso nuo barstomosios šviesos bangos ilgio ir barstančios medžiagos prigimties. Šis reiškinys yra vadinamas *Comptono efektu.*

Comptono efektą teoriškai išaiškino pats jo atradėjas ir beveik tuo pat laiku Debye. Jų aiškinimas yra paremtas šviesos kvantų—fotonų teorija; pagal šviesos bangų teoriją, kaip rodo formula (32—1), išbarstytos šviesos bangos ilgis neturėtų kitėti. Šviesos kvantui — fotonui priskiriamos visos materialios dalelės savybės; pagal reliatyvumo teoriją, dažnumo ν, taigi energijos $\varepsilon = h\nu$, fotonas turi masę $m = h\nu/c^2$; o jo judėjimo kiekis (impulsas) yra lygus $mc = h\nu/c$, nes fotonas sklinda šviesos greičiu c. Sakysime, kad sklindąs kryptim OA fotonas $\varepsilon = h\nu$ susidaužia su laisvu,

nejudamu, esančiu taške O elektronu (43 fig.). Jis atitrenkia arba išmuša elektroną, kuris greičiu v išlekia kryptim OC; pats fotonas, netekęs energijos dalies $\triangle\varepsilon = h\triangle\nu$, kur $\triangle\nu$ yra išbarstytos šviesos dažnumo pakitimas, nuskrieja kryptim OB. Fotono ir elektrono smūgis vyksta pagal energijos ir judėjimo kiekio tvarumo dėsnius. Taikydami pirmąjį, gauname:



43 fig.

$$\triangle\varepsilon = h\triangle\nu = \frac{1}{2} mv^2 \qquad (32-2)$$

Čia m yra atitrenkto, dažnai vadinamo *atatrankos,* elektrono masė. Jei pirminio ir išbarstyto fotonų ir atatrankos elektrono judėjimo kiekius grafiškai vaizduosime atitinkamai vektoriais $\overrightarrow{OA}$, $\overrightarrow{OB}$ ir $\overrightarrow{OC}$, o kampą tarp $\overrightarrow{OA}$ ir $\overrightarrow{OB}$, t. y. išbarstymo kampą, kurį sudaro pirminės ir išbarstytos šviesos kryptys, pažymėsime Θ, tai iš $\triangle OBA$ gausime:

$$(mv)^2 = \left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon - \triangle\varepsilon}{c}\right)^2 - 2\,\frac{\varepsilon}{c}\cdot\frac{\varepsilon - \triangle\varepsilon}{c}\cos\Theta \qquad (32-3)$$

Bet $\triangle\varepsilon$ paprastai yra mažas, palyginus su ε, todėl visus narius, turinčius bendrai (pirmo arba aukštesnio laipsnio) $\triangle\varepsilon$, galime atmesti, tuomet lygtis (32—3) galima taip parašyti:

$$(mv)^2 \;(=)\; 2\,\frac{\varepsilon^2}{c^2}(1 - \cos\Theta) = \frac{2h^2\nu^2}{c^2}(1 - \cos\Theta) \qquad (32-4)$$

Iš lygčių (32—2) ir (32—4) gauname:

$$\triangle\nu = \frac{h\nu^2}{mc^2}(1 - \cos\Theta) \qquad (32-5)$$

ir

$$v = 2\,\frac{h\nu}{mc}\sin\frac{\Theta}{2} \qquad (32-6)$$

Lygtis (32—5) išreiškia Comptono efektą; jei dažnumą ν išreikšime bangos ilgiu λ, tai bangos ilgio kitimas $\triangle\lambda$ bus lygus:

$$\triangle\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\Theta) \qquad (32-7)$$

Taip aiškinant efektą išeina, kad išbarstytos šviesos bangos ilgio kitimas priklauso tik nuo išbarstymo kampo Θ; šiam didėjant ir $\triangle\lambda$ didėja; bangos ilgio kitimas yra didžiausias, kai šviesa išbarstoma kampu $\Theta = \pi$, t. y. kai išbarstyta šviesa sklinda priešinga pirminei šviesai kryptimi. Kampui $\Theta = \frac{\pi}{2}$ $\triangle\lambda$ pažymėsime Λ, taigi,

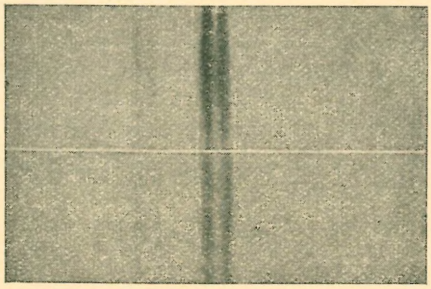
$$\Lambda = \frac{h}{mc} \qquad (32-8)$$

Λ yra konstanta; $\Lambda = \dfrac{6{,}607.10^{-27}}{9{,}1.10^{-28}.\ 3.10^{10}} = 0{,}0242\text{A}$

Santykis

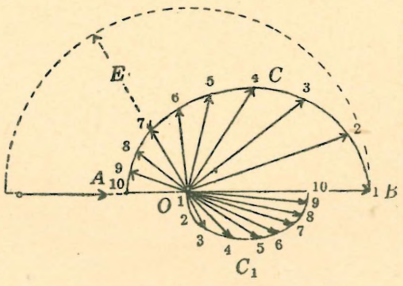
$$\alpha = \frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{h}{mc\lambda} = \frac{h\nu}{mc^2} \qquad (32—9)$$

priklauso nuo nušviečiamos bangos ilgio λ (arba dažnumo); matomajai šviesai jis yra visai mažas, X spinduliams — didesnis, o γ spinduliams jau priartėja prie vieneto. Tenka pasakyti, kad šios išvados visai gerai nusako matavimo davinius. Išbarstytų X spindulių stiprumas yra matuojamas jonizacijos kamera (§ 20) arba X spindulių spektrografu (§ 19). 44 fig. vaizduoja Comptono efektą X spindulių, išbarstytų 72^0 (viršuje) ir 90^0 (apačioje), kai jie nušviečia grafitą. Matuota sukamojo kristalo būdu (§ 19). Šalia pirminės linijos turime išbarstytą, kurios bangos ilgis didėja, didėjant išbarstymo kampui. Iš matavimų nustatyta, kad pirminės ir išbarstytos linijų stiprumo santykis priklauso nuo barstančios medžiagos atominio svorio ir barstomos šviesos bangos ilgio. Šiems didėjant, išbarstytos linijos stiprumas mažėja; taip, nušviečiant 2 A bangos ilgio šviesa, išbarstyta šviesa yra tokia silpna, kad nebegalima jos išmatuoti. Minėtas santykis priklauso ir nuo išbarstymo kampo; kaip matyti iš 44 fig., išbarstytos 72^0 spektro linijos šviesos stiprumas yra didesnis, kaip išbarstytos 90^0 kampu. Tenka pastebėti, kad ši Comptono efekto elementari teorija visai nenagrinėja išbarstytos šviesos stiprumo; šis klausimas sprendžiamas taikant vadinamąjį korespondencijos principą (§ 71) arba bangų mechaniką, Comptono efektas yra sukeliamas, susidaužus fotonui su visai laisvu arba laisviau surištu su atomu elektronu. Kuo tvirčiau elektronas pririštas prie atomo, tuo efektas yra silpnesnis. Sunkesniuose atomuose elektronai yra stipriau pririšti prie atomo branduolio, todėl barstomos medžiagos atominiam svoriui didėjant, Comptono efektas silpnėja.



44 fig.

Comptono efekto kvantų teorija numato atatrankos elektroną, kurio greitį nusako formula (32—6). Atitrenkto elektrono kryptis priklauso nuo kampo Θ ir, pastarajam kintant tarp 0 ir π, kampas φ, kurį sudaro atitrenkto elektrono judėjimo kryptis OC su pirminio fotono kryptim OA (43 fig.), keičiasi tarp — $\pi/_2$ ir 0. Taigi, atitrenktas elektronas ir išbarstytas fotonas visuomet nulekia į priešingas puses nuo pirminio fotono krypties. 45 fig. šie santykiai yra vaizduojami grafiškai atvejui, kai $\alpha = 1$ (γ spinduliams). Brūkšniuoto apskritimo stipino ilgis yra proporcingas pirminio fotono energijai



45 fig.

$E = h\nu$. Centre O yra elektronas. Kreivės ACB stipinai - vektoriai vaizduoja išbarstyto fotono energiją $h\nu^1$ ir kryptį, o kreivės OC_1D — atatrankos elektrono. Abiejų kreivių atitinkami stipinai sužymėti tuo pačiu skaičiumi. Iš figūros matyti, kad išbarstyto π kampu fotono energija $h\nu^1 = {}^1/_3 h\nu$. Atatrankos elektrono energija yra nedidelė, žymiai mažesnė už pirminio fotono energiją; taigi, atatrankos elektronai yra lėti, daug lėtesni už fotoelektronus, kurių energija yra artima fotono energijai. Atitrenktas elektronas visuomet išlekia į priešingą pusę ir tokia kryptim, kad jo greitis turi dedamąją pirminio fotono judėjimo kryptim, taigi, ši kryptis išsiskiria iš visų kitų krypčių. Eksperimentiškai atatrankos elektroną nustatė Bohte ir Wilsonas. Pastarasis naudojasi Wilsono kamera (§ 36). Jis nušvietė ją X spinduliais. Tikrindamas nuotraukas, gautas fotografuojant kamerą, jis pastebėjo tarp ilgesnių ir tiesių fotoelektronų takų trumpus, pakrypusius nušviečiančių X spindulių kryptim, atatrankos elektrono takus. Kartais, tiesa, labai retai, pasitaiko, kad išbarstytas fotonas sukelia fotoefektą dujose; tuomet sujungus atatrankos ir fotoelektrono pradinius takų taškus tiese bei išvedus pro atatrankos elektrono tako pradžią tiesę, lygiagretę pirminių spindulių krypčiai, galima nustatyti kampus Θ ir φ. Ištyrę kelis tūkstančius nuotraukų, Comptonas ir Simonas nustatė, kad teorijos išvadas patvirtina matavimai.

Nagrinėdami Comptono efektą, palietėme paprasčiausią atveją, kai elektronas yra visai „laisvas“ ir nejudamas. Apskritai turime greitai judančius elektronus; tais atvejais tenka taikyti nebe klasiškąją (Newtono), bet reliatyvumo mechaniką; tuomet santykiai darosi žymiai painesni, tačiau išvados ir tais atvejais yra gaunamos tokios pat.

VI SKYRIUS

DALELYČIŲ SPINDULIAVIMAS

§ 33. Elementarus elektros kiekis

Tirdamas reiškinius, gaunamus einant elektros srovei pro laidžius skysčius — elektrolitus, F a r a d a y u s nustatė šiuos dėsnius.

1. Išskirtas iš elektrolito medžiagos kiekis m yra proporcingas prabėgusiam elektros kiekiui Q, taigi,

$$m = kQ \qquad (33—1)$$

Čia k yra proporcingumo koeficientas, vadinamas medžiagos *elektrocheminiu ekvivalentu.*

2. To paties elektros kiekio išskirti iš skirtingų elektrolitų medžiagų kiekiai santykiuoja, kaip jų cheminiai ekvivalentai. Kad išskirtų vienvalenčio elemento (pvz., H, Li, K ir kit.) 1 gramioną, t.y. tiek gramų, koks yra elemento ekvivalentinis svoris, reikalinga, kad pro elektrolitą praeitų elektros kiekis F = 96490 kul = $96490.3.10^9$ elektrostatinių elektros kiekio vienetų. 1 gramatome turime iš viso $N = 6{,}023.10^{23}$ atomų. Jei sakysime, kad vienvalenčiai jonai perneša vienodą elektros kiekį e, tai šis būtų lygus:

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96490.3.10^9}{6{,}023.10^{23}} (=) 4{,}80.10^{10} \text{ e.s.v.}$$

Tačiau taip išskaičiuotas nešamas jono elektros kiekis yra vidutinis dydis, kuris, žinoma, gali ir nebūti mažiausias, jei jonai neštų ne vienokio, bet skirtingo dydžio elektros kiekius. Taigi, norint surasti mažiausią, arba *elementarų, elektros kiekį,* tenka matuoti tik vienos dalelės turimą mažiausią kiekį. Tokius matavimus pirmas yra padaręs M i l l i k a n a s šiuo nesudėtingu būdu.

Tarp uždaryto iš visų pusių kondensatoriaus plokštelių įpurkščiame smulkučių aliejaus lašelių - dalelių; jų stipinas siekia 10^{-4} — 10^{-5} cm. Svorio veikiami, lašeliai krinta vienodu greičiu žemyn. Jų kritimą galime sekti žiūronu, kurio regimajame lauke talpinamas siūlų tinklelis. Nuotolis tarp tinklelio siūlų yra žinomas.

Aliejaus lašelio kritimo greitis v_1, yra proporcingas jo svoriui mg, čia m yra lašelio masė, g — laisvai krintančio kūno pogreitis; taigi,

$$v_1 \sim mg \qquad (33—2)$$

Dabar įelektrinsime lašelį — dalelę (paprastai smulkinami lašeliai įsielektrina) ir tarp kondensatoriaus plokštelių sudarysime potencialų skirtumą. Tuomet dalelę veiks jau dvi jėgos: dalelės svoris ir elektrinio lauko jėga; priklausomai nuo elektrinio lauko krypties dalelės greitis gali padidėti arba pamažėti; kartais dalelė gali pradėti kilti aukštyn. Sakysime, kad elektrinė jėga nukreipta į viršų; kai dalelės elektros kiekis yra e, o elektrinio lauko stiprumas — $\mathcal{E}$, tai veikianti dalelę elektrinė jėga yra lygi $e\mathcal{E}$; dalelės greitis jau bus v_2; taigi,

$$v_2 \sim e\mathcal{E} - mg \qquad (33-3)$$

Jei bekrisdama dalelė gauna priedinį elektros kiekį e^1 (pvz., prie jos prikimba jonas), tai jos greitis staiga pasikeičia; naujas jos greitis v_2^1 bus proporcingas:

$$v_2^1 \sim e\mathcal{E} + e^1\mathcal{E} - mg \qquad (33-4)$$

Iš (33-2) ir (33-3) gausime:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{e\mathcal{E} - mg}{mg} \qquad (33-5)$$

ir iš (33—2) ir (33—4)

$$\frac{v_2^1}{v_1} = \frac{e\mathcal{E} - e^1\mathcal{E} - mg}{mg} \qquad (33-6)$$

Taigi,

$$\frac{v_2^1 - v_2}{v_1} = \frac{e^1\mathcal{E}}{mg} \qquad (33-7)$$

Tyrimai parodė, kad dalelės greitis kinta ne tolydinai, bet šuoliais, ir kad išmatuotas greičio skirtumas $v_2^1 - v_2$ yra lygus arba kartotinis tam tikram mažiausiam skirtumui. Bet kadangi dydžiai m, $\mathcal{E}$, g ir v_1 pasilieka pastovūs, tai toks dalelės greičio kitimas rodo, kad oro jonų elektros krovinys yra kartotinis tam tikram mažiausiam — elementariam elektros kiekiui, taigi, kad elektra tikrai turi kvantų struktūrą.

Norėdami palyginti jono ir dalelės elektros krovinius, imsime tokį santykį:

$$\frac{v_2 + v_1}{v_1} = \frac{e\mathcal{E}}{mg} \qquad (33-8)$$

tada

$$\frac{v_2 + v_1}{v_2^1 - v_2} = \frac{e}{e^1} \qquad (33-9)$$

Millikanas rado, kad dalelės elektros krovinys yra kartotinis elementariam elektros kiekiui.

Pagaliau, dalelės masę žinant, galima išskaičiuoti ir jos elektros kiekį. Dalelės masę m ir jos kritimo greitį v_1 sieja ši 1895 m. Stokeso išvesta priklausomybė:

$$^4/_3\pi r^3 (\rho - \rho_0) g = 6\pi\eta r v_1 \qquad (33-10)$$

Čia r yra dalelės stipinas, ρ ir ρ_0 — dalelės ir jos aplinkos tankiai, η — trinties koeficientas. Iš lygties (33—10) galime išskaičiuoti dalelės stipiną; o jį žinodami, galime surasti ir jos masę; tuomet iš lygties (33—5) surasime ir jos krovinį e. Millikanas ir kiti tyrinėtojai matavo tūkstančių įelektrintų dalelių kritimo greitį ir iš šių davinių surado mažiausią, arba elementarų, elektros kiekį e; jis yra lygus:

$$e=(4{,}803+0{,}005).10^{-10} \text{ e. s. v.}$$

arba

$$e=(1{,}601+0{,}002).10^{-20} \text{ e. m. v.}$$

Kalbėtas būdas elementariam elektros kiekiui e matuoti remiasi Stokeso dėsniu. Tačiau labai mažoms dalelėms, kurios gali turėti neberutulinę formą ir būti korėtos, šis dėsnis tokia paprasta forma (33—10) nebegalioja. Tenka įvedinėti eilę pataisų. Millikanas ir Fletscheris, norėdami atsipalaiduoti nuo Stokeso dėsnio, e nustatinėjo, sekdami įelektrintos dalelės Browno judėjimą dujose (§ 48). Einsteinas yra išvedęs, kad dalelės paslinkimų x tam tikra kryptim kvadratų vidurkis $\overline{x^2}$ galima taip išreikšti (48—10):

$$\overline{x^2} = \frac{2RT}{6N\pi\eta r}\, t \qquad (33—11)$$

Čia R yra bendroji dujų konstanta, T — absoliutinė temperatūra, N — Avogadro skaičius, η — dujų klampumo koeficientas, r — dalelės stipinas, t — laikas, kurį sekamas dalelės slinkimas.

Jie sekė smulkių įelektrintų dalelių Browno judėjimą elektriniame lauke. Tokiomis dalelėmis gali būti smulkučiai vandens lašeliai, kai vandens garų kondensacijos branduoliai yra jonai. Patalpinus tokią dalelę į elektrinį lauką, pastarojo stiprumą $\mathcal{E}$ galima taip parinkti, kad jo veikimas atsvertų dalelės svorio jėgos veikimą, taigi, kad (33—10)

$$\mathcal{E}e = 6\pi\eta r v_1 \qquad (33—12)$$

Įstatę tai į lygtį (33—11), gausime:

$$Ne = \frac{2RTv_1}{\overline{x^2}\mathcal{E}}\, t$$

Tokiu būdu galima surasti Ne; tik tenka išmatuoti dalelės paslinkimų kvadratų vidurkį $\overline{x^2}$ bei jos kritimo greitį dujose v_1.

§ 34. Katodiniai spinduliai. Elektronas

Normaliose sąlygose dujos nėra laidžios elektrai; jos yra tobuli izolistoriai. Bet šioms sąlygoms pakitus, jų laidumas kartais žymiai padidėja; tai įvyksta, pvz., dujas jonizuojant, nušvietus jas X spinduliais arba jas išretinant.

Apskritai, elektros srovės arba išsielektrinimo reiškinius dujose skirstome į dvi grupes: į savarankiškus ir nesavarankiškus. Dujose elektrą

neša teigiamai ir neigiamai įelektrintos dalelės (molekulos bei jų sambūriai) — jonai, kurie, elektrinio lauko veikiami, slenka teigiamo ir neigiamo potencialo kryptim. Prašalinus jonus, elektros srovė dujose nutrūksta. Taigi, tik nuolatos susidarant vis naujiems jonams, turėsime visą laiką elektros srovę. Kai elektros srovė, kartą pradėjusi bėgti, pati kuria sau naujus elektros nešėjus — jonus, turime dujose savarankišką išsielektrinimą. Kartais jonus kuria pašaliniai veiksniai, k. a., jonizuojanti dujas šviesa ir k.; tuomet turime nesavarankišką išsielektrinimą; pašalinus kuriantį jonus veiksnį, sustoja bėgusi ir elektros srovė. Tokios yra foto arba jonizacijos elektros srovės.

Tyrimai rodo, kad dujas jonizuojant molekula netenka elektrono, pasidarydama tokiu būdu *teigiamu jonu.* Atskilęs elektronas kartais skrieja vienas, bet labai dažnai jis prisijungia prie vienos arba kelių neutralių molekulų ir sudaro *neigiamą joną.* Jonizuotose dujose jonai visą laiką juda ir daužosi tarp savęs ir su neutraliomis dujų molekulomis. Susidaužę teigiamas ir neigiamas jonas kartais susijungia ir vėl sudaro vieną arba kelias neutralias molekulas. Šį procesą vadiname *rekombinacija* arba *molizacija.* Rekombinacijos greitis, kurį nusako susidariusių per 1 sek neutralių molekulų skaičius, yra proporcingas teigiamų ir neigiamų jonų skaičiams. Jei 1 cm^3 turime N teigiamųjų ir tiek pat neigiamųjų jonų, tai rekombinacijos greitis n bus proporcingas N^2, taigi,

$$n = aN^2$$

Čia a yra rekombinacijos koeficientas; $a(=)1{,}6.10^{-6}$. Tokiu būdu jonizacija didėja tik tada, kai jonizatorius (jonus kuriąs pašalinis veiksnys) per tam tikrą laiką sukuria vis daugiau ir daugiau jonų, kaip kad jų rekombinuojasi per tą pat laiką. Tegu dujose kas sekundę yra sukuriama n porių jonų. Vykstant dviem priešingų krypčių (jonizacijos ir rekombinacijos) procesams, dujose nusistato stacionari pusiausvyra, kai n esti lygus aN^2. Sudarius dujose potencialų skirtumą, dalis jonų nukeliauja prie elektrodų ir jonų skaičius dujose sumažėja. Sakysime, kad iš elektrinio lauko per 1 sek iš 1 cm^3 išbėga p jonų. Tada stacionari pusiausvyra bus tik tada, kai

$$n = aN^2 + p \qquad (34—1a)$$

Jei patalpintų į dujas elektrodų plotis yra S, nuotolis tarp jų — l, tai išbėgančių per 1 sek iš elektrinio lauko jonų skaičius bus lygus pSl; jie perneša elektros kiekį $epSl$; o perneštas per 1 sek elektros kiekis nusako elektros, šiuo atveju, jonizacijos srovės stiprumą I; tokiu būdu

$$I = epSl$$

Iš čia

$$p = \frac{I}{eSl}$$

I/S nusako jonizacijos srovės stiprumo tankį (bėgančios pro 1 cm^2 plotą srovės stiprumą). Pažymėsime $I/S = j$. Tada

$$p = \frac{j}{el}$$

Įstatę tai į lygtį (34—1a), gausime:

$$n = aN^2 + \frac{j}{el} \qquad (34—1b)$$

Kai jonizacijos srovės stiprumas yra labai mažas, tai lygties (34—1b) dešinės pusės antrąjį narį galime atmesti. Tuomet potencialų skirtumą tarp elektrodų didinant, jonizacijos srovės stiprumas didėja, nes jonai greitėja. Bet kai potencialų skirtumas tiek padidėja, kad j/el pasidaro žymiai didesnis už aN^2, tai tuomet pirmąjį lygties (34—1b) dešinės pusės narį galėsime atmesti. Tuo atveju kiek bedidintume potencialų skirtumą tarp elektrodų, jonizacijos srovės stiprumas pasilieka pastovus. Gauname *įsotintą jonizacijos srovę*. Jos stiprumą nusako sukuriamų per laiko vienetą (1 sek) jonų porių skaičius. Taigi, įsotintos jonizacijos srovės stiprumą bei jos stiprumo tankį $j = nel$ tegalėsime padidinti, sustiprinę jonizatoriaus veikimą.

Savarankišką išsielektrinimą turime bėgant elektros srovei pro išretintas dujas. Šią srovę lydi gražus spalvotas švytėjimas, kurio spalva kinta, keičiant dujų slėgimą; išretinus dujas iki 0,1 — 0,01 mm Hg, švytėjimas išnyksta. Tuomet iš katodo pradeda sklisti tiesiomis linijomis tamsūs, mūsų akiai nematomi, vadinamieji *katodiniai spinduliai.*

Jau pirmieji jų tyrimai parodė, kad jie, praeidami pro skersinius elektrinį bei magnetinį laukus, esti atlenkiami nuo savo pirminės sklidimo krypties. Taigi, jų prigimtis skiriasi nuo šviesos prigimties, nes pastaroji šiuose laukuose visai neatsilenkia. Vėliau buvo nustatyta, kad katodinius spindulius sudaro greit lekiančios neigiamai įelektrintos dalelės. Kadangi spindulių tyrimas jėgų (elektriniame bei magnetiniame) lauke ir dabar tebevaidina svarbų vaidmenį, pakalbėsime apie jį smulkiau.

Skriejančią skersai elektrinį lauką įelektrintą dalelę veikia elektrinė jėga, kuri ją nukreipia nuo pirminės krypties. Tegu elektrinio lauko stiprumas yra $\mathcal{E}$, jo kryptis sutampa su stačiakampių koordinatų sistemos y ašies kryptim. Įelektrinta dalelė skrieja greičiu v x ašies kryptim. Kai dalelės elektros kiekis yra e, tai ją veikia jėga $e\mathcal{E}$. Per laiką t dalelė nubėga x kryptim kelią

$$x = vt \qquad (34—1)$$

o per tą pat laiką y kryptim ji bus atlenkta

$$y = \frac{1}{2}at^2 \qquad (34—2)$$

Čia a yra dalelės pogreitis šia kryptim; jei dalelės masė yra lygi m, tai jos pogreitis

$$a = \frac{e\mathcal{E}}{m} \qquad (34—3)$$

Iš lygties (34—1) gauname:

$$t = \frac{x}{v}$$

Įstatę t ir a reikšmes į lygtį (34—2), turėsime:

$$y = \frac{1}{2} \frac{x^2}{v^2} \frac{\mathcal{E}e}{m} \qquad (34—4)$$

Pastaroji lygtis nusako dalelės kelią elektriniame lauke; ji skrieja parabole, kaip ir mestas gulsčiai kūnas. Dalelės atlenkimas y nuo pirminės krypties yra tiesiog proporcingas elektrinio lauko stiprumui $\mathcal{E}$ ir atvirkščiai proporcingas jos greičio kvadratui.

Elektrinio lauko stiprumą $\mathcal{E}$ surandame, išmatavę potencialų skirtumą V tarp kondensatoriaus plokštelių. Kai nuotolis tarp plokštelių yra d, tai

$$\mathcal{E} = V/d \qquad (34—5)$$

Jei elektrinis laukas tęsiasi l cm $(x=l)$, tai dalelės atlenkimą elektriniame lauke y_e galime taip išreikšti:

$$y_e = \frac{1}{2} \frac{l^2}{v^2} \frac{\mathcal{E}e}{m} = \frac{1}{2} \frac{l^2}{v^2} \frac{V}{d} \frac{e}{m} \qquad (34—6)$$

Kai laidą, kuriuo bėga elektros srovė, patalpiname magnetiniame lauke, tai jo ilgio elementą veikia jėga K^1, proporcinga magnetinio lauko stiprumui H, elektros srovės stiprumui I ir laido elemento ilgiui Δ taigi,

$$K^1 = \frac{1}{c} HI\Delta l \qquad (34—7)$$

Čia c yra šviesos greitis. Jėgos K^1 kryptis yra statmena magnetinio lauko ir laido elemento krypčiai. Skriejanti įelektrinta dalelė neša elektros kiekį, taigi, tokia dalelė sukelia elektros srovę. Tegu kelio ilgyje Δl turime n dalelių, kurios šį kelią nuskrieja per laiką Δt; taigi, jų greitis

$$v = \frac{\Delta l}{\Delta t} \qquad (34—8)$$

Per laiko vienetą pralekia $\frac{n}{\Delta t}$ dalelių; jos visos praneša $\frac{ne}{\Delta t}$ elektros kiekį, jei kiekviena jų neša elektros kiekį e; šių dalelių sukeltos elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{ne}{\Delta t} \qquad (34—9)$$

Tokiu būdu,

$$I\Delta l = ne \frac{\Delta l}{\Delta t} = nev \qquad (34—10)$$

Taigi, šias n daleles magnetiniam lauke veiks jėga

$$K^1 = \frac{1}{c} Hnev \qquad (34—11)$$

o vieną tokią dalelę — jėga

$$K = \frac{1}{c} Hev \qquad (34—12)$$

Jos kryptis yra statmena dalelės judėjimo ir magnetinio lauko krypčiai. Visą laiką veikiama statmenos judėjimo krypčiai jėgos, dalelė

skrieja apskritimu. Pusiausvyroje dalelės iščentrinis inercijos pasipriešinimas yra lygus veikiančiai tą dalelę jėgai $\frac{1}{c} Hev$, taigi,

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{c} Hev \qquad (34—13)$$

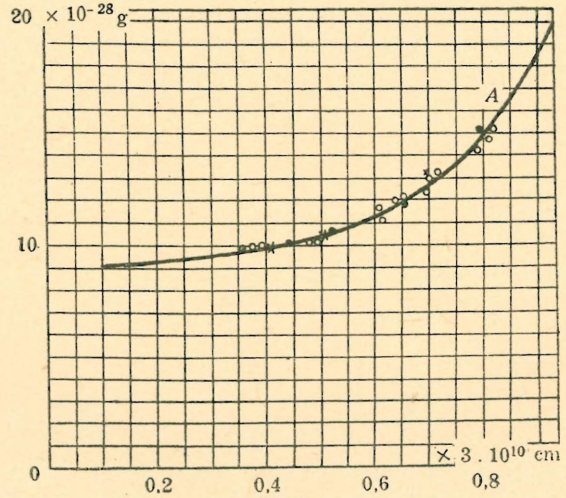
Iš čia dalelės apskritimo arba trajektorijos kreivumo stipinas

$$r = \frac{mcv}{He} = \frac{cv}{He/m} \qquad (34—14)$$

Tokiu būdu, išmatavę įelektrintos dalelės atlenkimą y_e elektriniame lauke ir jos trajektorijos kreivumo stipiną r magnetiniame lauke, galime surasti jos *specifinį krovinį* e/m ir greitį v. Taip matuojant ir buvo nustatyta, kad katodinių dalelių greitis priklauso nuo katodinio vamzdžio potencialų skirtumo ir svyruoja tarp 10^7 — 8.10^9 cm/sek, taigi, siekia 0,3 šviesos greičio, o jų specifinis krovinys $e/m = 5{,}27.10^{17}$ $\frac{\text{elektrost. el. k. v.}}{\text{g}}$

Vandenilio jono (H^+) specifinis krovinys $e/m_H = \frac{96490.3.10^9}{1{,}008} = 2{,}87.10^{14}$ $\frac{\text{elektrost. el. k. v.}}{\text{g}}$. Taigi, katodinių dalelių e/m yra apie 1840 kartų didesnis, kaip H^+ Jei sakysime, kad šios abi dalelės turi tokį pat elektros kiekį, tai katodinės dalelės masė turėtų būti tiek pat kartų mažesnė už vandenilio jono masę $m_H = 1{,}67.10^{-24}$g, taigi, katodinės dalelės masė $m = 9{,}109.10^{-28}$g. Katodinė dalelė buvo pavadinta *elektronu. Elektronas yra neigiamos elektros mažiausias — elementarus kiekis (arba atomas)* $e = 4{,}803.10^{-10}$ elektrost. el. k. v. $= 1{,}60.10^{-20}$ elektromag. el. k. v.

Vėliau buvo patirta, kad įelektrintos dalelės specifinis krovinys kinta, kai keičiasi jos greitis; greičiui didėjant, e/m vertė mažėja, nes pagal reliatyvumo teoriją, judančios dalelės masė m yra lygi (27—1):



46 fig.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

kur m_0 yra nejudamos dalelės masė, v — jos greitis, c — šviesos greitis. Taigi, judančios dalelės e/m pakinta santykiu $1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, ką patvirtino Kaufmanno, Buchererio, Neumanno ir k. matavimai. 46 fig. kreivė grafiškai vaizduoja teoriškai išvestą ir eksperimentiškai patikrintą elektrono masės priklausomu-

mą nuo greičio. Iš jos matyti, kad lekiančių greičiu, artimu šviesos greičiui, elektronų masę padidėja daugiau kaip du kartu.

§ 35. Kanaliniai ir atominiai spinduliai. Masių spektrografas

Katodinių spindulių kilmė yra taip aiškinama. Dujos paprastai esti visuomet šiek tiek jonizuotos, taigi, jose turime elektronų ir teigiamų jonų. Vykstant praretintose dujose išsielektrinimui, ties katodu susidaro ypatingai didelis potencialo nuopolis, kurį sukelia lėčiau už elektronus lekią katodo link teigiami jonai. Perbėgdami jį, teigiami jonai esti labai pagreitinami ir, susidaužę su katodu, iš pastarojo išmuša elektronus. Kai kurie iš tų elektronų pajėgia perbėgti visą potencialų skirtumą iki anodo, mažai tenustodami energijos; jie ir sudaro katodinius spindulius.

Jei katodinėje plokštelėje išgręžiamos skylutės, tai pagreitintų, katodinį potencialo nuopolį perbėgant, teigiamų jonų dalis pralekia pro tas skylutes už katodo, kur jie, susidauždami su dujų atomais, palengva lėtėja. Šie jonai sudaro vadinamuosius *kanalinius spindulius*. Kanaliniai spinduliai skiriasi nuo katodinių jau tuo, kad sudarą juos jonai gali patys švytėti, tuo tarpu katodiniai spinduliai yra tamsus ir priverčia tik kitas medžiagas fluorescuoti. Kanalinius spindulius tiria tuo pat būdu, kaip ir katodinius; atlenkiant juos elektriname ir magnetiniame lauke, galima surasti jų greitį v ir specifinį krovinį e/m. Matavimai rodo, kad jų greitis nėra vienodas, nes atskiri jonai katodinio potencialo nuopuolyje perbėga dėl smūgių skirtingo ilgio laisvus kelius.

Teigiamų jonų spindulius galime gauti iš anodo; šiuos spindulius vadiname *anodiniais spinduliais*. Šiam tikslui anodą dirba iš spinduliuojančios teigiamus jonus medžiagos (metalų druskų). Norint sudaryti ir prie anodo didesnį potencialo nuopuolį ir tuo būdu pagreitinti išspinduliuotus teigiamus jonus, tenka greit skriejančius katodinių spindulių elektronus sulėtinti. Tai padaroma, primaišant dujose elektriškai neigiamų atomų, kurie yra linkę sudaryti neigiamus jonus, pagaudami elektronus. Praktiškai tai pasiekiama, vartojant anodą, padirbtą iš halogeninių druskų, iš kurių išspinduliuojamas katijonas, kaip anodinių spindulių dalelė.

Labai svarbu yra nustatyti sudarančių kanalinius ir anodinius spindulius įelektrintų dalelių (jonų) e/m, ir štai kodėl. Žinant jų elektros kiekį e, kuris yra lygus vienam arba keliems elementariems elektros kiekiams (jų skaičius paprastai yra tiksliai žinomas), galima rasti jonų atominius svorius.

Įelektrintos dalelės greitis v priklauso nuo potencialų skirtumo, kurį ta dalelė perbėga. Bendrai įelektrintą elektros kiekiu e dalelę, kuri yra $\mathfrak{E}_0$ stiprumo elektriniame lauke, veikia jėga $e\mathfrak{E}_0$. Kai dalelė pastumiama d_0, tai jėgos atliktas darbas A yra lygus:

$$A = e\mathfrak{E}_0 d_0 = eV_0 \qquad (35—1)$$

nes $\mathfrak{E}_0 d_0$ yra lygus potencialų skirtumui V_0 tarp dviejų, nutolusių d_0, lauko taškų, kalbant apie katodinius spindulius — tarp katodinio vamzdžio

elektrodų. Darbas A yra lygus dalelės įgytai kinetinei energijai; kai dalelės masė yra m, jos greitis v, tai jos kinetinė energija lygi $^1/_2 mv^2$, taigi,

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV_0 \qquad (35—2)$$

Iš čia

$$v = \sqrt{2V_0 e/m} \qquad (35—3)$$

Tuomet įelektrintos dalelės atlenkimą (34—6) skersiniame elektriniame lauke galime ir taip išrekšti:

$$y_e = \frac{1}{4} \frac{l^2 \mathscr{E}}{V_0} \qquad (35—4)$$

Taigi, dalelės atlenkimas, be kito ko, priklauso nuo jos perbėgto potencialų skirtumo. Perbėgusios skirtingus potencialų skirtumus, dalelės skersiniame elektriniame lauke atlenkiamos nevienodai; tokių dalelių spinduliai, praėję elektrinį lauką, bus išbarstyti į atskirus spindulių pluoštus, kurių dalelės bus prabėgusios tą patį potencialų skirtumą V_0. Gausime dalelių spindulių spektrą. Jei iš šio spektro išskirsime siaurutį spindulių pluoštelį, tai jį sudarys tik dalelės, perbėgusios tokį pat arba bent labai mažai tesiskiriantį potencialų skirtumą.

Dalelių, bėgančių skersai magnetinį lauką, kelių stipinas r priklauso nuo $^e/_m$ ir v (34—14). Bet kartais yra patogiau matuoti ne dalelės kelio kreivumo stipiną, bet jos nukrypimą nuo pirminės judėjimo krypties. Daugiau išplitusiame ir stipresniame magnetiniame lauke įelektrinta dalelė skrieja spirale; neplačiame magnetiniame lauke ji tik yra atlenkiama nuo savo pirminės krypties. Kadangi dalelę veikianti jėga yra statmena jos judėjimo ir magnetinio lauko krypčiai, tai ji tepakeičia dalelės greičio kryptį, bet ne jo dydį. Magnetinio lauko kryptimi dalelė nebus pagreitinta ir, jei ji iš pradžių šia kryptim neturėjo jokio greičio, tai ir vėliau jo neturės. Kai dalelė juda x ašies kryptim greičiu v_x, magnetinio lauko kryptis sutampa su z ašies kryptim, tai dalelė bus pagreitinta y ašies kryptim. Taigi, dalelės atstojamasis greitis $\mathbf{v}$, vektoriškai reiškiant, bus lygus:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_x + \mathbf{v}_y \qquad (35—5)$$

Veikianti įelektrintą dalelę magnetiniame lauke jėga $\mathbf{K}$ vektoriškai išreiškiama taip (34—12):

$$\mathbf{K} = \frac{e}{c} [\mathbf{vH}] \qquad (35—6)$$

Jos dedamosios K_x ir K_y x ir y ašių kryptim yra lygios:

$$K_x = m \frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}t^2} = \frac{e}{c} H \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} \qquad (35—7)$$

ir

$$K_y = m \frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{e}{c} H \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \qquad (35—8)$$

nes, kai magnetinio lauko kryptis eina z ašies kryptim, tai $H_x = H_y = 0$, $H_z = H$ ir $\frac{dx}{dt} = v_x$, $\frac{dy}{dt} = v_y$ ir $\frac{dz}{dt} = v_z = 0$. Lygtis (35—7) ir (35—8) vieną kartą suintegravę, gausime:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{mc} Hy + v \qquad (35-9)$$

kadangi, esant $x = 0$, $y = 0$, $v_x = v$ ir $v_y = 0$, ir

$$v_y = \frac{dy}{dt} = -\frac{e}{mc} Hx \qquad (35-10)$$

Pakėlę lygtis (35—9) ir (35—10) kvadratan ir sudėję, turėsime:

$$v_x^2 + v_y^2 = v^2 = \frac{e^2}{m^2c^2} H^2y^2 + v^2 + \frac{e^2}{m^2c^2} H^2x^2 + 2\frac{e}{mc} Hyv \qquad (35-11)$$

arba

$$x^2 + y^2 + \frac{2mcv}{eH} y = 0 \qquad (35-12)$$

Pastaroji lygtis išreiškia įelektrintos dalelės kelią magnetiniame lauke. Kai magnetinis laukas yra nestiprus ir mažai išplitęs, tai $y^2 << y$ ir lygtį (35—12) galime taip parašyti:

$$x^2 + \frac{2mcv}{eH} y \,(=)\, 0 \qquad (35-13)$$

Magnetinio lauko tąsą pažymėsime b $(x = b)$; tuomet dalelės atlenkimą y_m magnetiniame lauke, galime taip išreikšti (35—13):

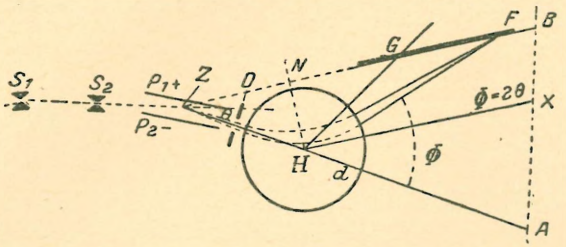
$$y_m = \frac{eHb^2}{2cmv} = \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{Hb^2}{c\sqrt{8V_0}} \qquad (35-14)$$

Čia V_0, kaip jau minėta, yra prabėgtas įelektrintos dalelės potencialų skirtumas.

Kai dalelės yra prabėgusios tą patį arba mažai tesiskiriantį potencialų skirtumą V_0, tai jų atlenkimas magnetiniame lauke priklauso tik nuo $\sqrt{e/m}$. Turinčios nevienodus specifinius krovinius dalelės atsilenkia skirtingai ir pasiskirsto į dalelių spektrą pagal skirtingą e/m; o jei visos dalelės turi tą patį elektros kiekį e, tai jos pasiskirsto pagal savo masę m; didesnės masės dalelės atsilenkia mažiau, mažesnės — daugiau.

Taigi, įelektrintų dalelių spindulių pluoštas, praėjęs pro skersinį elektrinį ir magnetinį lauką, išsibarsto į skirtingų masių dalelių spindulius; vadinasi, tokiu būdu galima, pvz., atskirti vieno ir to paties cheminio elemento izotopus, turinčius visiškai vienodas chemines, o iš dalies ir fizines savybes, bet skirtingus atominius svorius. Astonas pirmas šį būdą pritaikė praktiškai, padirbdamas masių spektrografą, kuris, visą laiką tobulinamas, ir dabar tebėra svarbi ir jautri priemonė izotopams

skirti. 47 fig. yra vaizduojama Astono masių spektrografo schema. Joninių spindulių pluoštas, praėjęs plyšelius S_1 ir S_2, įeina į elektrinį lauką, sudarytą tarp kondensatoriaus plokštelių P_1 ir P_2, ir čia atsilenkia kampu Θ. Pakeliui praėjęs plyšelį D, jis patenka į magnetinį lauką H ir atlenktas pasiekia plokštelę GF, ant kurios dalelės nugula, sudarydamos griežtą liniją. Magnetinis laukas čia vaidina dvejopą vaidmenį; jis nevienodai atlenkia daleles, turinčias skirtingas mases, taigi, išbarsto spindulius; ir turinčias tokią pat masę, bet perbėgusias skirtingą potencialų skirtumą daleles surenka, „fokusuoja" į vieną vietą — vieną liniją.



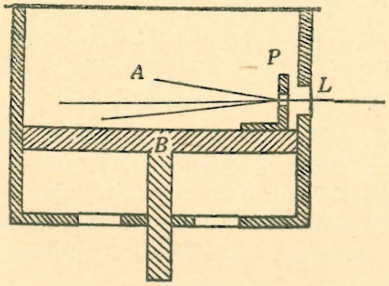
47 fig.

§ 36. Wilsono kamera

Jėgų (elektriniame bei magnetiniame) lauke sekame atlenkimus ne pavienių, bet labai didelio įelektrintų dalelių skaičiaus. Tačiau turime priemonių stebėti ir pavienes daleles. Tokia priemonė yra Wilsono kamera.

Yra žinoma, kad ypatingose sąlygose galime orą persotinti vandens garais. Reikalinga tik iš oro pašalinti kondensacijos branduolius, kuriais gali būti labai smulkios dulkelės, įelektrintos dalelės — teigiami ir neigiami jonai bei elektronai. Kondensacijos branduolius paprastai pašaliname garus kondensuodami; tuomet jie nusėda drauge su vandens lašeliais. Lengviausiai garai kondensuojasi ant dulkelių; šias pašalinus, garai susikondensuoja ant neigiamai įelektrintų dalelių, kai galinio ir pradinio tūrių santykis, adiabatiškai išsiskečiant, pasiekia 1,25; o kai šis santykis pasiekia 1,31 — jie kondensuojasi ir ant teigiamų jonų.

1911 m. C. Wilsonas pastebėjo, kad α (He^{++} jonas) dalelės, eidamos pro vandens garais persotintą orą, palieka savo kelio pėdsaką; pakeliui α dalelės jonizuoja orą; ant jonų susikondensuoja vandens garai mažyčiais lašeliais, kurie, stipriai nušviesti, yra matomi. Iš pradžių šie vandens lašeliai sudaro griežtą liniją — dalelės taką, bet vėliau dėl įvairių (šiliminio bei mechaninio) molekulų judėjimo tako griežtumas išnyksta, jis išplinta, nes vandens lašeliai, molekulų daužomi, išsiskirsto. Wilsonas padirbo jo vardu vadinamą įtaisą atskiroms dalelėms sekti. Ją sudaro kamera A su stūmekliu B (48 fig.). Viršutinė kameros sienelė yra stiklinė. Kameros viduje oras yra prisotintas vandens garais. Staigiai patraukus stūmeklį žemyn, esąs kameroje oras adiabatiškai išsiskečia,



48 fig.

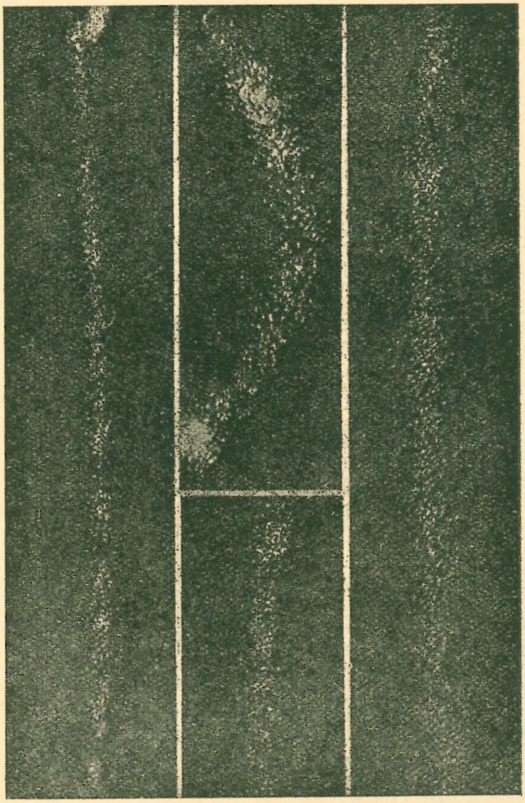
jo temperatūra nukrinta, ir oras pasidaro persotintas. Kameros šone yra žėručio langelis L, pro kurį kameron įlekia α arba kitokios įelektrintos dalelės. Kol stūmeklis yra pakeltas, langelį uždaro storesnė metalinė plokštelė P, kuri sulaiko lekiančias kameron daleles. Stūmekliui nuslinkus žemyn, langelis atsidaro.

Paprastai dalelių takai kameroje yra fotografuojami. Griežtas dalelės takas gaunamas tik tuomet, kai fotografuojant nušviečiama labai trumpą laiką ir kaip tik tuo akimirksniu, kai takas susidaro, nes, kaip jau minėjome, vėliau takas išsiplečia. Todėl fotografuojama automatiškai ir tuo akimirksniu, kai dalelė įlekia į kamerą. Šiam tikslui fotografijos aparatai sujungiami su tam tikrais relais, kuriuos paleidžia veikti elektronų skaitikliai (§ 37). Iš pradžių dalelė patenka į elektronų skaitiklį, o tik vėliau įlekia į kamerą. Elektronų skaitiklis, kaip tik į jį įlekia dalelė, paleidžia relais, kuris atidaro fotografijos aparatą. Wilsono kamerą talpiname į stiprų magnetinį lauką, įtaisydami ją tarp stipraus elektromagneto polių. Tuomet patekusi kameron įelektrinta dalelė yra atlenkiama; jos takas yra nebe tiesė, bet tam tikra kreivė. Tako išlenkimas parodo, kaip dalelė yra įelektrinta. Tako kreivumo stipiną r, magnetinio lauko stiprumą H ir dalelės greitį v sieja tokia priklausomybė (54—14):

$$Hr = \frac{cv}{e/m} \quad (36—1)$$

Čia e/m yra dalelės specifinis krovinys, $c = 3.10^{10}$ cm/sek. Sandauga Hr yra vadinama dalelės *magnetiniu standumu*. Jį galime surasti, išmatavę fotografijoje dalelės tako kreivumo stipiną r ir magnetinio lauko stiprumą H. Tačiau jo neužtenka dalelės prigimčiai pažinti, nes yra dar nežinomi dalelės elektros kiekis e, jos masė m ir jos greitis v.

Dalelės greitis ir jos elektros kiekis surandamas iš jos jonizacijos pajėgumo. Minėjome, kad įelektrinta dalelė, skriedama Wilsono kameroje, jonizuoja orą. Dalelės sukurtų jonų skaičių galime surasti, jei šiek tiek jos išplitusiame take suskaitysime vandens lašelius. 49 fig. matome tokius elektrono išplitusius takus; juose aiškiai galime atskirti pavienius vandens lašelius — atskirus



49 fig.

jonus. Įelektrintos dalelės jonizacijos galia — sukurtų jonų skaičius 1 cm kelyje — priklauso nuo jos elektros kiekio ir greičio ir beveik visai nepriklauso nuo jos masės.Jos jonizacijos galia yra tiesiog proporcinga jos elektros kiekio kvadratui (e^2). Dalelės jonizacijos I priklausomybė nuo jos greičio v yra nusakoma tokia B e h t e s teoriškai išvesta ir eksperimentiškai patikrinta lygtim:

$$I = \frac{1}{\beta^2}\left[\log k + \log \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2\right] \qquad (36-2)$$

Čia $\beta = \frac{v}{c}$, kur c yra šviesos greitis, k — konstanta, priklausanti nuo jonizuojamų dujų (vandeniliui $k = 1{,}6.10^6$, azotui $k = 2.10^4$). Taigi, išmatavę jonizaciją I, galime išskaičiuoti dalelės greitį v.

Pagaliau įelektrinta dalelė,jonizuodama dujas, netenka energijos; jos greitis kinta, vadinasi, kinta ir jos tako kreivumas magnetiniame lauke. Iš tako kreivumo kitimo nustatoma, kiek energijos netenka dalelė jonizuodama, taigi, koks jos yra greitis. Kartais pasitaiko, kad dėl jonizacijos netekusi energijos dalelė esti sulaikoma; tuomet jos takas nutrūksta. Dalelės tako ilgis R priklauso nuo dalelės greičio v ir jos masės m; eksperimentiškai nustatyta, kad

$$R = a_1 m v^n \qquad (36—3)$$

arba, įstačius v reikšmę iš (36—1),

$$R = a\frac{(Hr)^n}{m^{n-1}} \qquad (36—4)$$

kur a_1, a [$a = a_1(e/c)^n$] ir n yra tam tikros konstantos. Iš čia

$$dR = \frac{anH^n r^{n-1}}{m^{n-1}}\,dr \qquad (36—5)$$

ir

$$n\frac{dr}{dR} = \frac{rm^{n-1}}{a(Hr)^n} = \frac{r}{R} \qquad (36—6)$$

taigi,

$$R = \frac{r}{n\dfrac{dr}{dR}} \qquad (36—7)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad dalelės tako ilgį galime išskaičiuoti, išmatavę jos tako kreivumo stipiną r bei jo kitimą dr. Čia n yra beveik konstanta ir kinta tarp 3,70 ir 3,45, kai Hr kinta tarp 10^4 ir 10^5 gausų.cm. O žinodami R iš (36—3) galėsime surasti ir dalelės masę m.

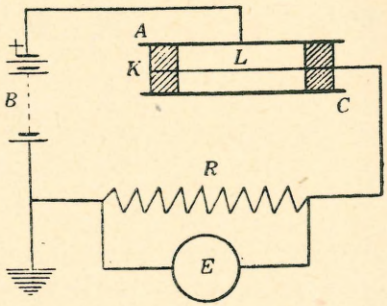
Išmatavę dalelės magnetinį standumą, jos jonizacijos galią ir tako ilgį, galėsime surasti dalelės elektros kiekį, jos masę, greitį, taigi, ir jos kinetinę energiją, vadinasi, visai pažinsime skriejančią Wilsono kameroje dalelę. Taigi, iš čia aišku, kiek yra svarbi Wilsono kamera dalelių prigimčiai nustatyti.

Tenka pastebėti, kad dalelių takų kreivumo stipinus tiksliau išmatuoti yra labai sunku, nes dėl dujų molekulų mechaninio judėjimo jie yra visuomet šiek tiek išplitę; be to, didesnės energijos dalelių atlenkimai yra labai nedideli. Bet užtenka išmatuoti dalelės jonizaciją ir jos tako ilgį, jei Wilsono kameroje dalelės takas pasibaigia, kad surastume jos greitį ir masę. Tačiau ne visuomet dalelių takai pasibaigia kameroje. Šiais atvejais jau tenka matuoti kreivumo stipinas.

§ 37. Elektronų skaitiklis

Be Wilsono kameros, turime dar ir kitokį įtaisą atskiroms įelektrintoms dalelėms ir šviesos kvantams sekti. Jis vadinamas *elektronų skaitikliu*. Jį pirmieji padirbo Geigeris ir Muelleris.

Elektronų skaitiklį sudaro kelių cm ilgio metalinis arba stiklo ar kvarco, apdengtas metaliniu sluoksniu, vamzdelis *AC* iš abiejų galų uždarytas izoliuojamais, pvz., gintaro arba ebonito, kamščiais *K* (50 fig.). Pro šiuos kamščius, vamzdelio ašyje, yra ištempta plona, šiek tiek oksiduota, metalinė vielelė *L*. Tarp vielelės ir vamzdelio sienelių sudaromas didelis (iki 1500 voltų ir daugiau) potencialų skirtumas. Vienas baterijos *B* polis sujungiamas su vamzdelio sienele, antras — per didelės varžos varžyną *R* su vielele ir įžeminamas. Lygiagrečiai įjungiamas stygos elektrometras *E*.



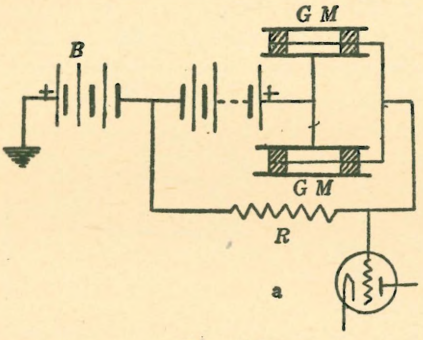
50 fig.

Vamzdelyje oras praretinamas; jo slėgimas sumažinamas iki tiek, kol jį atsveria kelių (10—12) cm Hg stulpelis. Kartais vamzdelis užpildomas kitokiomis, dažniausiai argono, dujomis. Sudaromas patencialų skirtumas taip parenkamas, kad jis būtų bent kiek mažesnis už tąjį, kada vamzdelyje prasideda savarankiškas išsielektrinimas. Įlėkusi vamzdelin, greita įlektrinta dalelė jonizuoja jame dujas. Atsiradę jonai ir elektronai, elektrinio lauko veikiami, bėga į vielelę bei vamzdelio sieneles; pakeliui susidauždami su dujų atomais, jie sukuria naujus jonus; todėl gaunama pakankamai stipri elektros srovė, kad elektrometras atsilenktų. Ji tęsiasi labai trumpą laiką, kol visi jonai pasiekia vielelę bei vamzdelio sieneles. Elektrometras taip veikia. Bėgant elektros srovei, varžyno *R* galuose susidaro potencialų skirtumas. Plona elektrometro vielelė, gavusi elektros krovinį, įsielektrina ir atsilenkia. Parinkus tinkamą potencialų skirtumą, ji greitai grįžta atgal, ir todėl galima „suskaityti“ kelis šimtus atsilenkimų per minutę. Stebėdami elektrometro stygos atsilenkimus, galime suskaityti pakliuvusias vamzdelin daleles. Vieton elektrometro paprastai jungia tinkamą radijo stiprintuvą su garsintuvu arba automatiškai skaičiuojančiu registratorium.

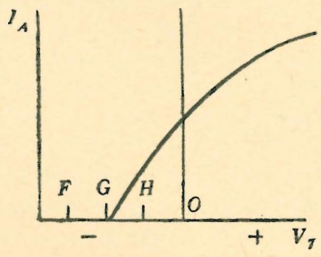
Elektronų skaitiklis tik skaičiuoja sukeliančias jonizaciją įelektrintas daleles (elektronus, protonus, α ir kitas) ir vamzdelio absorbuotus

šviesos fotonus, visai neparodydamas, kurios rūšies dalelė skrieja pro jį. Pavienis skaitiklis net neįveikia nurodyti, kuria kryptim skrieja jonizuojantis fotonas arba dalelė. Jų krypčiai nustatyti esti vartojama du ir daugiau skaitiklių, kurie sujungiami taip, kad garsintuvas arba registratorius užregistruoja tik tokius fotonus arba daleles, kurie praeina pro visus skaitiklius. Toks matavimo būdas vadinamas *koincidencijos būdu*. 51a fig. yra duodama dviejų skaitiklių koincidencijos jungimo schema. Skaitiklių *G - M* vielelės yra sujungtos su elektroninio vamzdelio tinkleliu (51a fig.), kuris yra pro varžyną *R* prijungtas prie neigiamo tinklelio baterijos *B* polio. Teigiamas šios baterijos polis yra įžemintas. Skaitiklių sienelės yra sujungtos su teigiamu aukšto įtempimo baterijos poliu; šios baterijos neigiamas polis sujungtas su neigiamu tinklelio baterijos poliu.

Elektroninio vamzdelio charakteristiką rodo 51b fig. kreivė. Teikiamą



51a fig.



51b fig.

baterijos *B* tinkleliui neigiamą potencialą grafiškai vaizduoja *OF*. Tokiu atveju anodinė srovė visai nebėga. Jei viename skaitiklyje įvyksta išsielektrinimas, tai bėgant jonizacijos srovei pro varžyną *R*, tinkleliui suteikiamas priedinis teigiamas potencialas. Jo dydį vaizduoja *FG*. Išsielektrinimo akimirksniu tinklelis turės neigiamą potencialą dydžio *OG;* taigi, ir tuomet anodinė srovė bus lygi nuliui. Bet kada išsielektrinimas įvyksta abiejuose skaitikliuose vienu laiku, tai tuomet tinkleliui yra suteikiamas priedinis teigiamas potencialas dydžio $FH = 2FG$; šiuo atveju tinklelio neigiamas potencialas yra tik dydžio *OH*, taigi, anodinė srovė jau gali bėgti. Jei į elektroninio vamzdelio tinklą (dažniausiai vietoj vamzdelio imamas tinkamas radijo stiprintuvas) įjungsime garsintuvą arba registratorių, tai šis pagarsins arba užregistruos tik tuos išsielektrinimus, kurie tuo pačiu laiku įvyksta abiejuose skaitikliuose, taigi, toks įtaisas skaitys tik daleles, pralėkusias pro abu skaitikliu. Taip sujungtais skaitikliais galima nustatyti spindulių kryptį. Tiesa, bus užregistruotas išsielektrinimas ir tuomet, kai dvi dalelės pralekia tuo pat laiku pro skaitiklius; tačiau toks atvejas labai retai tepasitaiko. Koincidencijos būdas ypač labai plačiai taikomas kosminiams spinduliams tirti. Sujungtus skaitiklius dažnai vadina kosminių spindulių teleskopais, nes jie parodo, kuria kryptim eina tie spinduliai.

Elektronų skaitikliai matuoja pavienių fotonų arba įelektrintų dalelių jonizaciją. Visa spindulių sukelta jonizacija matuojama jonizacijos kamera (§ 20); ja nustatome arba lyginame spindulių pluoštų stiprumus.

VII SKYRIUS

DALELĖ IR BANGA

§ 38. Materijos bangos

Šviesos reiškinius aiškinant, mums teko vadovautis dviem principais. Šviesos interferenciją ir užlenkimą (difrakciją) aiškindami, skyrėme šviesai bangų prigimtį, kurioje glūdi tolydumo principas; o fotoelektrinį, Comptono efektus ir apskritai šviesos emisijos bei absorbcijos reiškinius aiškindami, skyrėme jai dalelyčių (korpuskulų) prigimtį; taigi, čia vadovavomės diskretiškumo principu. Tokiu būdu atrodo, kad šviesa turi dvejopą prigimtį, pasireikšdama vienuose reiškiniuose banga, o kituose — dalele (kvantu). Tačiau tokio dvilypumo gamtoje negali būti. Todėl iškilo mintis, kad šis dvilypumas nėra kilęs iš dalyko esmės, bet jis atsirado tik taikant nevienokį reiškiniams aiškinti būdą. Pirmajai šviesos reiškinių grupei aiškinti taikėme optikoje vartojamą būdą — bangas, o antrajai — mechanikoje vartojamą mechaninį taško ir taškų sistemos judėjimo aprašymo būdą. Jei galima būtų jie pakeisti vienas antru, pvz., dalelės judėjimą erdvėje nusakyti optikoje vartojamu būdu, taigi bangomis, tai tuomet šis tariamas dvilypumas turėtų išnykti. Ir tikrai, 1924 m. L. de Broglie pavyko iškelti aikštėn glaudų ryšį tarp abiejų minėtų fizikos reiškinių nagrinėjimo būdų.

Mechanikoje bei optikoje pamatinius dėsnius stengiamasi išreikšti paprasčiausia forma, įvedant didžiausių bei mažiausių mechaninių bei optinių dydžių (ekstremų) principą. XVII šimtmetyje Fermat paskelbė optikoje šviesos *trumpiausio laiko principą*, kuris sako, kad šviesos spindulys, eidamas iš taško A į tašką B, pasirenka tokį kelią, kurį jis nueina trumpiausiu laiku, kitaip tariant, šviesos spindulys pasirenka trumpiausią kelią. Šis principas yra bendriausias optikoje; iš jo išvedami visi geometrinės optikos dėsniai.

Kai šviesos spindulys, sklisdamas greičiu u_1 vienoje aplinkoje nueina kelią s_1, o sklisdamas greičiu u_2 kitoje aplinkoje — kelią s_2, tai jis taip pasirenka tą kelią, kad būtų

$$s_1/u_1 + s_2/u_2 = \text{maž.} \qquad (38—1)$$

ir bendrai nevienalytėje aplinkoje spindulys, sklisdamas iš taško A į tašką B kintamu greičiu u, eina tokiu keliu, kad būtų

$$\int_A^B \frac{ds}{u} = \text{maž.} \qquad (38—2)$$

Čia ds yra kelio elementas. Fermat principas žodžiais taip išreiškiamas: atvirkščio bangos greičio kelio integralo vertė turi būti mažiausia.

XVIII šimtmetyje M a u p e r t i u s paskelbė panašų principą mechanikoje. Šis principas tvirtina, kad bet kuris kūnas, pereidamas greičiu v iš taško A į tašką B, pasirenka tokį kelią, kad būtų

$$\int_A^B v ds = \text{maž.} \qquad (38-3)$$

ds čia yra taip pat kelio elementas; žodžiais — mechaninio greičio (bendriau — judėjimo kiekio) kelio integralo vertė turi būti mažiausia. Iš šio bendriausio mechanikos principo galima išvesti pamatines kūno judėjimo lygtis.

Sugretinę (38—2) ir (38—3), pamatysime, kad pirmame integrale $1/u$ vaidina tokį pat vaidmenį, kaip antrame v. Taigi, jei sakysime, kad mechaninis greitis v ir atvirkščias bangos fazinis greitis $1/u$ yra proporcingi, tai iš Fermat principo galime gauti Maupertiuso principą ir atvirkščiai, vadinasi, šie du principai turi būti glaudžiai susiję.

Jų saitas yra iškeliamas aikštėn šiuo būdu.

Priminsime Lorentzo laiko transformacijos formulą, pereinant iš judamos greičiu v į nejudamą koordinatų sistemą (26—2):

$$t^1 = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \qquad (38-4)$$

Čia

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Jei su mechaniniu greičiu v taip susiesime kitą greitį u, kad būtų

$$uv = c^2 \qquad (38-5)$$

taigi, kad u ir v būtų atvirkšti dydžiai, skaitant šviesos greitį c vienetu, tai lygtį (38—4) galime taip parašyti:

$$t^1 = \beta\left(t - \frac{x}{u}\right) \qquad (38-6)$$

Tegu turime judantį greičiu v nejudamos koordinatų sistemos atžvilgiu (judamos koordinatų sistemos atžvilgiu jis bus nejudamas) bet kurį kūną. Susiesime su juo kurį harmoninį svyravimą, kuris judamoje koordinatų sistemoje bus išreiškiamas tokia lygtim:

$$S = A \sin 2\pi \frac{t^1}{T^1} = A \sin 2\pi \nu^1 t^1 \qquad (38-7)$$

Čia T^1 ir ν^1 yra svyravimo periodas ir dažnumas, stebint antroje koordinatų sistemoje. Pakeitę t^1 per t ir pažymėję $\beta\nu^1 = \nu$, gausime bangos lygtį (2—7):

$$S = A \sin\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x}{u}\right)\right] \qquad (38-8)$$

Taigi, stebint nejudamoje koordinatų sistemoje šis harmoninis svyravimas atrodys banga, kurios fazinis greitis u yra atvirkščias dydis mechaniniam kūno, su kuriuo šis bangavimas siejamas, greičiui v (imant šviesos greitį vienetu), t. y. $u = c^2/v$. Šios bangos fazinis greitis yra didesnis už šviesos greitį, nes $v < c$. Bet tai prieštarauja relia-

tyvumo teorijos tvirtinimui, kad šviesos greitis yra ribos greitis. Tačiau šis prieštaravimas išnyksta, įvedus bangų grupinį greitį g, kuris yra lygus (5—4):

$$\frac{1}{g} = \frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu} \tag{38—9}$$

Iš lygties (38—5) gauname:

$$\frac{\nu}{u} = \frac{\nu v}{c^2} \tag{38 - 10}$$

iš kur

$$\frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu} = \frac{v}{c^2} + \frac{\nu}{c^2}\frac{dv}{d\nu} \tag{38—11}$$

Antra vertus,

$$\nu = \beta\nu^1 = \frac{\nu^1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

taigi,

$$\frac{d\nu}{dv} = \frac{\nu^1 v}{c^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} = \frac{\nu v}{c^2 - v^2} \tag{38—12}$$

nes ν^1 nepriklauso nuo v; tokiu būdu

$$\frac{1}{g} = \frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu} = \frac{v}{c^2} + \frac{c^2 - v^2}{c^2 v} = \frac{1}{v} \tag{38—13}$$

arba

$$g = v \tag{38—14}$$

Taigi, jei su judančia materijos dalele susiesime svyravimą, tai šis svyravimas bus nusakytas banga, sklindančia greičiu, didesniu už šviesos greitį; jos grupinis greitis yra lygus dalelės mechaniniam greičiui. Anksčiau kalbėjome, kad bangų grupinis greitis nusako bangų energijos centro sklidimo greitį; reiškia, tuo greičiu sklinda erdvėje bangos energija, ir tik iš jos pažįstame pačią bangą. Taigi ir minėtas prieštaravimas dingsta.

De Broglie sieja su bet kuria judančia materijos dalele svyravimą šiuo būdu: *dalelės energija mc^2 yra lygi energijos kvantui $h\nu$*, čia ν yra siejamo svyravimo dažnumas. Tokiu būdu

$$mc^2 = h\nu \tag{38—15}$$

Tuomet bet kurią judančią dalelę „lydi" banga, sklindanti greičiu u, didesniu kaip šviesos greitis; jos grupinis greitis lygus dalelės judėjimo greičiui v. Taigi, dalelės judėjimą galima aprašyti bangų principu. Siejamos su judančia materijos dalele bangos yra vadinamos *materijos bangomis*, o ši de Broglie samprotavimais paremta teorija — *bangų mechanika*.

Pamatinę lygtį (38—15) galime ir taip išreikšti. Bendrai

$$\lambda = u/\nu \tag{38—16}$$

dalelės greitį v ir ją „lydinčios" materijos bangos fazinį greitį u de Broglie taip sieja:

$$u = c^2 \tag{38—17}$$

Šias lygtis įvedę į (38—15), gausime:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \qquad (38—18)$$

Ši lygtis nusako materijos bangos ilgį. Taip, jei elektronas juda greičiu 10^{10} cm/sek, tai jį „lydinčios" bangos ilgis

$$\lambda = \frac{6{,}60 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{10}} = 0{,}73 \cdot 10^{-9}\,\text{cm} \;(=)\; \ell \cdot 10^{-1}\text{A}$$

Tokiu pat greičiu skriejančio protono materijos bangos ilgis bus apie 2.10^3 kartų mažesnis.

Lygtis (38—18) galioja tik tol, kol $v << c$. Turint didesnius greičius v, tenka taikyti jau reliatyvumo mechaniką. Šiuo atveju

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \qquad (38—19)$$

Čia m_0 yra nejudamos dalelės masė.

Kai įelektrinta elektros kiekiu e dalelė, pvz., elektronas, perbėga potencialų skirtumą V, tai jos kinetinė energija yra lygi (27—2):

$$eV = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1\right) \qquad (38—20)$$

Kol $v << c$, tai

$$eV = \tfrac{1}{2} m_0 v^2 \qquad (38—21)$$

ir

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 m_0 e V}} (=) \sqrt{\frac{150}{V}}\ \text{A} \qquad (38—22)$$

Čia V išreikštas voltais. Taigi, lekiančių greičiu, kuris atitinka 150 voltų, elektronų bangos ilgis yra lygus 1 A. Greitųjų elektronų bangos ilgis

$$\lambda (=) \sqrt{\frac{150}{V}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 9{,}78 \cdot 10^{-7} V}}\ \text{A} \qquad (38—23)$$

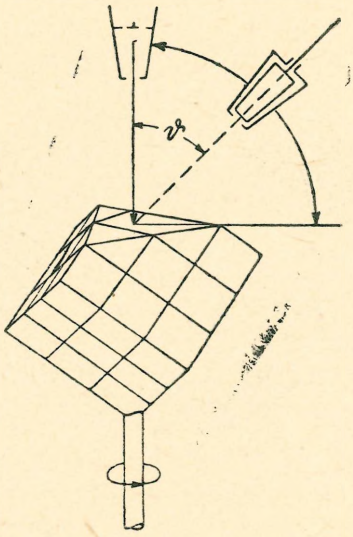
§ 39. Elektronų užlenkimas

Iš de Broglie teorijos išeina, kad bet kuriai judančiai materijos dalelei galime skirti bangos prigimtį. Bangos ilgis priklauso, kaip matėme, nuo dalelės judėjimo greičio. Tam tikrose sąlygose bangos, eidamos pro materiją, užsilenkia, taigi ir materijos bangos, reiškia, ir materijos dalelės — elektronai, atomai arba molekulos — turėtų būti kitų dalelių užlenkiamos; taigi, jos, eidamos pro materiją, turėtų judėti skirtingai, ne taip, kaip sako mechanikos klasiniai judėjimo dėsniai.

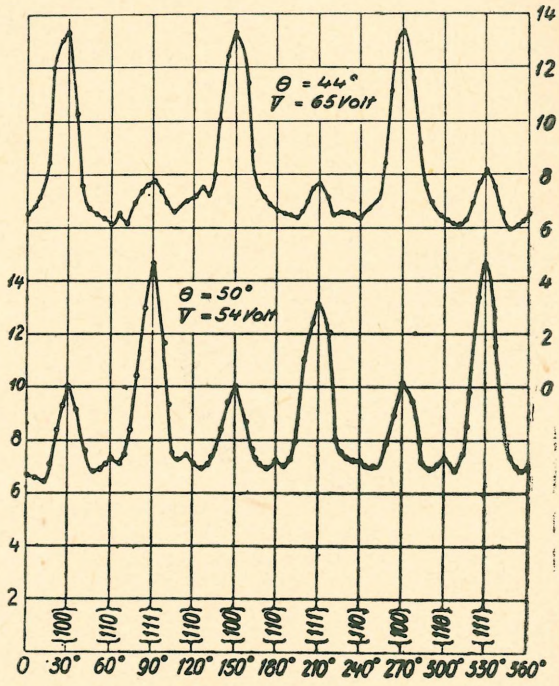
1921 m. Davissonas ir Kunsmanas, tirdami einančių pro plonas metalines plokšteles (folijas) elektronų išbarstymą, pastebėjo, kad kai kuriomis kryptimis jų išbarstoma žymiai daugiau, kaip visomis kito-

mis kryptimis. Ir šis efektas yra tuo ryškesnis, kuo yra didesni barstomojo metalo kristalai. Bet kiekybiškai elektronų išbarstymo priklausomybę nuo barstančiojo kūno kristalografinės struktūros galutinai yra nustatę 1927 m. Davissonas ir Germeris. Jie stebėjo einančių pro nikelio (Ni) kristalą elektronų išbarstymą; gautieji užlenkimo vaizdai yra labai panašūs į X spindulių užlenkimo vaizdus. Šie Davissono ir Germerio tyrimai eksperimentiškai patvirtino elektrono bangos prigimtį, kurią, kaip minėjome, aikštėn iškėlė de Broglie.

Elektronų spinduliams užlenkti Davissonas ir Germeris vartojo Laues būdą. Plonas (apie 1 mm skersmens) katodinių (elektronų) spindulių pluoštas krinta stačiai į kristalo plokštumą ir išsibarsto (52 fig.). Katodiniams spinduliams gauti vartojamas kaitinamasis elektrodas arba joninis vamzdis. Išbarstyti elektronai patenka į matuojamąjį įtaisą. Išbarstytų skirtin-



52 fig.



53 fig.

gomis kryptimis elektronų sukeltos jonizacijos srovės stiprumas matuojamas įvairiais būdais: jautriu galvanometru, arba elektrometru; dažnai elektronų spinduliais nušviečiama fotografijos plokštelė ir iš joje gautų patamsėjimų sprendžiama apie jų stiprumą skirtingomis kryptimis.

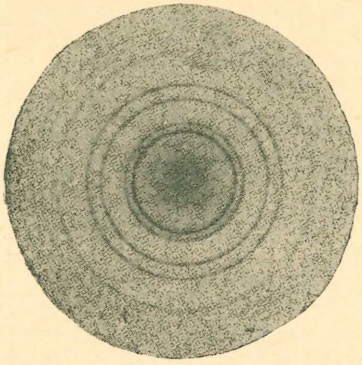
Išbarstyto spindulio kryptį nusakome dviem kampais: aukščio kampu ϑ ir azimutiniu — φ. Kampą ϑ keičiame pakeldami (arba nuleisdami) matuojamąjį įtaisą; sukdami patį kristalą apie ašį, lygiagretę pirminių spindulių krypčiai, keičiame azimutinį kampą φ. 53 fig. kreivės grafiškai vaizduoja galvanometro atlenkimų, taigi, išbarstytų elektronų spindulių stiprumo, priklausomybę nuo kampo φ, barstant juos Ni kristalu. Pir-

moji kreivė gauta, kai $\vartheta = 44^0$, antroji, kai $\vartheta = 50^0$. V išreiškia elektronų greitį (35—3).

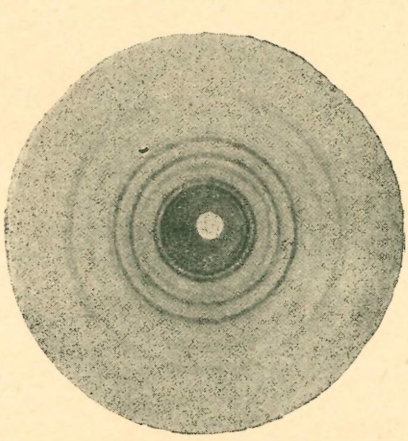
Vėliau Davissonas ir Germeris vartojo sukamojo kristalo būdą (§ 19) spinduliams užlenkti. Spindulių pluoštas krinta į kristalo plokštumą ne stačiu, bet kai kuriuo kampu ϑ. Atsispindėję nuo kristalo plokštumų, spinduliai interferuoja; didžiausio stiprumo spinduliai bus gauti tose vietose, kur (10—16)

$$n\lambda = 2d\sin\vartheta \qquad (39—1)$$

kur d yra nuotolis tarp kristalo plokštumų, λ — spindulių bangos ilgis, n — sveikas skaičius ($n=0, 1, 2, 3\ldots$). G. P. Thomsonas pritaikė Debye — Scherrerio būdą (§ 19) elektronų spindulių užlenkimui tirti. Jis nušvietė vienokio greičio elektronų spinduliais ploną metalinę plokštelę, kurią sudaro daug netvarkingai išdėstytų kristalų. Už plokštelės patalpino fotografijos plokštelę statmenai pirminių spindulių krypčiai. Užlenktų elektronų spindulių vaizdai yra labai panašūs į užlenktų X spindulių vaizdus, kaip rodo čia duodamieji užlenkimo vaizdai. 54a fig. duodama elektronų spindulių ($\lambda = 0{,}05$ A), o 54b fig. — X spindulių ($\lambda = 1{,}54$ A), einančių pro



54a fig.



54b fig.

tą pačią sidabro plokštelę, užlenkimo vaizdų nuotraukos. X spindulių užlenkimo nuotraukoje žiedų skaičius yra didesnis todėl, kad šie spinduliai nėra visai monochromatiniai (be dvilypės K_α linijos, turime ir K_β). Nuotraukos padarytos skirtingu nuotoliu: elektronų spindulių užlenkimo nuotrauka daryta iš 30 cm, o X spindulių — tik iš 1,5 cm atstumo. Taigi, X spinduliai užlenkiami žymiai daugiau, nes jų bangos ilgis yra žymiai didesnis, kaip elektronų bangos ilgis. Tenka pastebėti, kad užlenkimo vaizdus fotografuojant, elektronų užlenkimo vaizdams gauti reikalingi daug (iki 10^4) trumpesni nušvietimo laikai, todėl šiuos kartais galime stebėti ir fluorescencijos ekranuose.

Elektronų užlenkimo matavimai, atlikti įvairių šalių laboratorijose, visiškai (iki $3^0/_{00}$) patvirtino de Broglie lygties (38—18) galiojimą ir tuo būdu parodė, kad judančios dalelės bangos prigimtis nėra grynai hipotetinė, bet ją patvirtina ir eksperimentiniai tyrimai; elektronų užlenkimo

negalima visai suprasti, jei jiems nepriskiriama bangų prigimties. Ši dalelių prigimties savybė yra sėkmingai naudojama įvairiems tyrimams.

§ 40. Elektronų mikroskopas

Mažiems objektams stebėti vartojame optinį įtaisą — mikroskopą. Jį tobulinant ir šalinant įvairius stebimo objekto vaizdo iškraipymus, buvo tikėtasi pasiekti bet kurio didinimo. Tačiau vėliau pasirodė, jog, kad ir kaip būtų tobulas mikroskopas, jo aiškinamoji galia yra ribota. Dėl šviesos bangų užlenkimo objekto bet kurio taško vaizdas nėra taškas, bet nedidelis šviesos skritulėlis. Jo skersmuo yra tuo didesnis ir nušvietimas tuo silpnesnis, kuo plyšelis, pro kurį eina šviesa, bus siauresnis, kitaip tariant, kuo mikroskopo objektyvo apertūra bus mažesnė. Esant taškams labai arti, šie jų vaizdai — skritulėliai pradeda iš dalies vienas kitą padengti; tuomet abiejų taškų išskirti nebegalima; jie susilieja.

Mikroskopo teorijoje išvedama, kad mažiausias tarp taškų, kurių vaizdai matomi dar atskirai, nuotolis l yra lygus:

$$l = \frac{\lambda}{2n \sin \vartheta} \qquad (40—1)$$

Čia λ yra objektui nušviesti vartojamos šviesos bangos ilgis, n — aplinkos, kurioje randasi objektas, lūžio rodiklis, ϑ — kampas, kuriuo matome objektyvo stipiną, žiūrėdami iš esančio mikroskopo optikos ašyje objekto taško. Didinant vardiklį $2n\sin\vartheta$ arba mažinant šviesos bangos ilgį λ, l mažėja, taigi, mikroskopo aiškinamoji galia didėja. Pirmuoju atveju tektų didinti lūžio rodiklį n ir kampą ϑ. Šiuo tikslu yra vartojama vadinamoji *immersijos sistema:* tarpas tarp objekto ir objektyvo užpildomas didelio lūžio rodiklio medžiaga. Norint padidinti $\sin\vartheta$, objekto priešakiniam paviršiui suteikiamas tinkamas pavidalas. Dydis $n\sin\vartheta$ paprastai vadinamas mikroskopo *skaitine apertūra.* Stebimam pro mikroskopą objektui nušviesti vartojame matomąją šviesą. Iš įvairių spalvų mūsų akis yra jautriausia geltonajai šviesai, kurios $\lambda = 0{,}55\ \mu$. Geriausių mikroskopų skaitinė apertūra yra lygi 1,4. Taigi, vartojant geltonąją šviesą, geriausieji mikroskopai tepajėgia išskirti du tašku, kurių nuotolis

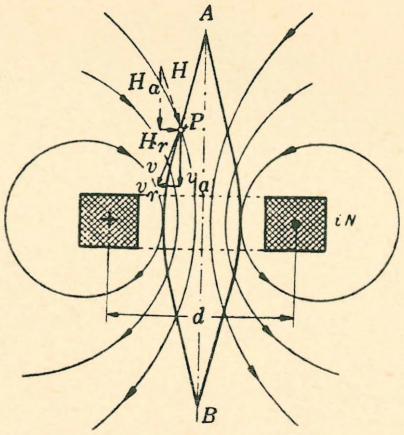
$$l = \lambda/_{2{,}8}\ (=)\ 0{,}2\ \mu$$

Mikroskopų aiškinamąją galią galime padidinti, nušvietę stebimą objektą trumpesnių bangų, pvz., ultravioletine, šviesa. Kadangi stiklas šiai šviesai nėra skaidrus, stiklo optiką tenka pakeisti kvarco optika. Be to, šios šviesos mūsų akis nemato, taigi, tiesiogiai pamatyti stebimojo daikto vaizdo negalime. Paprastai vartojame tam tikrus fluorescencijos ekranus, pvz., urano stiklą, kurie, ultravioletine šviesa nušviesti, pradeda švytėti. Dažniausiai vaizdą fotografuojame. Ultravioletinės šviesos kvarco mikroskopų aiškinamoji galia siekia 0,08 μ, jei nušviečiama 0,21 μ bangos ilgio šviesa. Mikroskopo aiškinamoji galia žymiai padidėtų, jei vartotume dar trumpesnes bangas, pvz., X spindulius. Bet padirbti tokį mikroskopą yra sunku; tenka nugalėti visa eilė grynai techninių, beveik nenugalimų, kliūčių. Taigi, atrodė, kad galimo didinimo riba gal jau esanti pasiekta.

Kai buvo pažinta elektronų spindulių bangos prigimtis, iškilo mintis pavartoti juos didinamiems objektams „nušviesti“. Šių spindulių bangų ilgiai priklauso nuo elektronų judėjimo greičio; pastarąjį didindami, galime gauti spindulius, kurių bangų ilgiai bus žymiai mažesni už šviesos bangų ilgius; taip, kuomet elektronai perbėga 75.000 voltų potencialų skirtumą, tai jų bangos ilgis λ yra lygus (38—22):

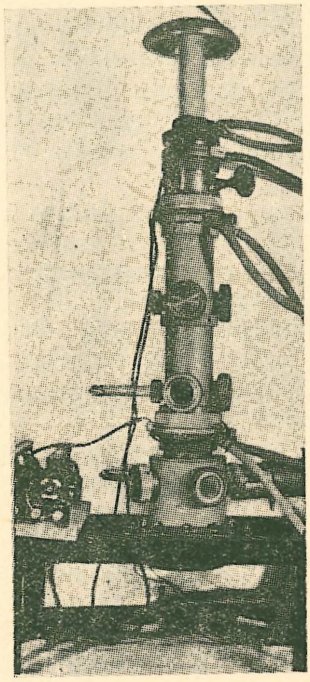
$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} = \sqrt{\frac{150}{75000}} = 4{,}5 \cdot 10^{-2}\ \text{A} \qquad (40-2)$$

taigi, apie 10^5 kartų mažesnis, kaip matomosios šviesos ($5{,}5 \cdot 10^{-1}\ \mu$). Reikėjo tik rasti tinkamą tiems spinduliams optiką. Jau seniau buvo žinoma, kad elektronų spindulių pluoštas, praeidamas elektrinį arba magnetinį lauką, yra atlenkiamas nuo savo pirminės krypties (§ 34). Nukrypimas priklauso nuo elektrinio arba magnetinio lauko stiprumo ir elektronų greičio. Buscho tyrimai parodė, kad simetriškas ašiai elektrinis arba magnetinis laukas veikia ašies kryptim sklindantį elektronų spindulių pluoštą taip, kaip veikia glaudžiamasis lęšis šviesos spindulių pluoštą. Tokio magnetinio lęšio veikimas yra pavaizduotas 55 fig. Magnetinį lęšį sudaro tam tikro apvijų skaičiaus špūlė *NN;* ja bėga elektros srovė. Iš elektronų šaltinio *A,* kuris randasi tos špūlės ašyje, sklinda prasiskečiantis elektronų spindulių pluoštas ir praeina špūlės magnetinį lauką. Elektronas, kuris praeina skersai magnetinį lauką, yra atlenkiamas kryptim, statmena lauko jėgų linijų ir elektrono judėjimo kryptims (55—6). Ogi kada elektronas praeina jį įstrižai, tai jo judėjimo kryptį keičia veikiančio magnetinio lauko jėgos dedamoji, kuri yra statmena jo judėjimo krypčiai. Paseksime elektrono judėjimą kalbamos špūlės lauke. Taške *P* elektrono greitį v ir magnetinio lauko stiprumą H suskaidysime atitinkamai į dvi dedamąsias: statmeną špūlės ašiai v_r ir H_r ir lygiagretę jai v_a ir H_a; $v_r \perp H_a$ ir $v_a \perp H_r$. Abi greičio dedamosios drauge su atitinkamomis statmenomis magnetinio lauko stiprumo dedamomis sukelia elektroną veikiančią jėgą, nukreiptą statmenai figūros plokštumai. Šiai jėgai veikiant gautoji tangentinė greičio dedamoji yra statmena lauko jėgos krypčiai. Gauname atstojamąją jėgą, nukreiptą į ašį, ir elektrono kelias išsilenkia link ašies. Tokiu būdu išlėkę iš taško *A* elektronai vėl susirenka taške *B,* kur ir gauname elektronų šaltinio *A* vaizdą, kuris dėl tangentinės greičio dedamosios bus persuktas. Taigi, magnetiniai (arba elektriniai) lęšiai suglaudžia elektronų spindulius, kaip stiklo arba kvarco lęšis suglaudžia prasiskiriančius šviesos spindulius. Knollis, Ruska pirmieji eksperimentiškai ištyrė tokių lęšių savybes ir padirbo įtaisą — elektronų mikroskopą, kuris duoda elektronų spindulius spinduliuojančių arba nušviestų tais spinduliais objektų

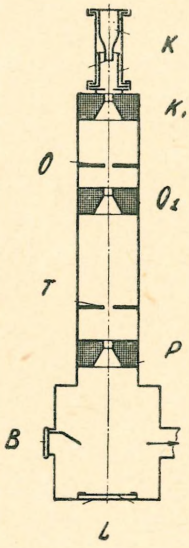


55 fig.

vaizdus. Tokį mikroskopą vaizduoja 56 fig., o 57 fig. duodama jo schema. Išeinąs iš katodo K elektronų spindulių pluoštas, pagreitintas 70—80



56 fig.



57 fig.

kV potencialų skirtumo, pro anodinį įšvaitą praėjęs ir kondensorio špūlės K_1 sukoncentruotas, nušviečia objektą O. Iš atskirų objekto taškų išeiną toliau spinduliai praeina objektyvą ir, jo suglausti T plokštumoje, duoda padidintą objekto tarpinį vaizdą. Šį galime stebėti, patalpinę į T fluorescencijos ekraną. Bet paprastai iš T elektronų spinduliai eina pro projekcijos lęšį P, kur jie suglausti, ant šviečiamo ekrano L duoda dar daugiau padidintą objekto vaizdą. Pastarasis stebimas pro langelį B. Bet dažniausiai, gerai centravus, ekranas L pakeičiamas fotografijos plokštele ir vaizdas fotografuojamas. Visos elektronų mikroskopo dalys yra talpinamos į sandarų metalinį vamzdį, kuris prijungiamas prie siurblio; oro praretinimas siekia 10^{-3} — 10^{-5} mm Hg.

Norint pasiekti didesnių didinimų, tenka dirbdintis nedidelių didžiojo židinio nuotolių lęšius. Bendrai, magnetinio lęšio didžiojo židinio nuotolis priklauso nuo magnetinio lauko stiprumo (taigi, nuo elekros srovės stiprumo špūlėje ir apvijų skaičiaus) ir elektronų greičio (taigi, greitinamojo potencialų skirtumo V, kurį perbėga elektronai). Kad magnetinio lauko jėgų linijos neišsibarstytų, magnetinį lęšį apdengia magnetiškai laidžia geležimi, palikdami tik mažą plyšelį spinduliams praeiti. Tokių lęšių didžiojo židinio nuotoliai tesiekia kelius milimetrus. Neiškraipytiems vaizdams gauti svarbu turėti visiškai monochromatinį (vienokio greičio) elektronų spin-

dulių pluoštą, taigi, greitinamasis elektronus potencialas privalo kuo mažiausia svyruoti.

Elektronų mikroskopai savo aiškinamąja galia toli pralenkė šviesos mikroskopus. Tuo tarpu, kai pastarieji teįveikia padidinti tik iki 5000 kartų, elektronų mikroskopais šiuo laiku gaunami žymiai (per 100.000 kartų) didesni padidinimai ir tikimasi gauti dar didesnių. Todėl suprantama, kad elektronų mikroskopas tapo greitu laiku reikalingiausiu tyrimo įtaisu daugelio mokslo šakų, kaip antai: kristalografijos, metalurgijos, chemijos, biologijos, botanikos, medicinos ir k.

Iš kitų taikymų elektronų spindulių materijos struktūrai tirti tenka šiuos paminėti. Elektronų spindulius užlenkiant galima nustatyti kristalų struktūrą; tiesa, šis būdas kristalams tirti nėra labai parankus, nes tenka dirbti tuštumoje. Elektronų spinduliai, pasirodė, ypač tinka paviršiaus struktūrai tirti, nes jau ploni paviršiaus sluoksniai pajėgia absorbuoti lėtuosius elektronus. Taip, lėtų elektronų spinduliams interferuojant, pavyko identifikuoti įsiterpusius metalo gardelėn adsorbuotus vandenilio atomus.

Chemijai ir fizinei chemijai ypatingai rūpi molekulų struktūros klausimas. Apie molekulos energijos būseną bei elektros krovinių padalinimą sprendžiama netiesiogiai iš infraraudonojo spektro, Ramano efekto bei dipolių matavimų. Atomų nuotolis gardelėje bei molekulos gardelės elementų padėtis kartais nustatoma tiriant struktūrą X spinduliais. Tačiau tuomet tenka iš viso kristalo interferencijos reiškinių išskirti atskiros molekulos interferenciją. Kad tai pavyktų padaryti, paprastai medžiaga tiriama skystoje būsenoje, kur gardelės griaučiai yra suardyti. Bet ir šiuo atveju dar pasireiškia tarpmolekulinės interferencijos efektai. Ir tik dujose interferencijos reiškinius sukelia atskirų molekulų atomai. Užlenkimo reiškiniams gauti ypač tinka elektronų spinduliai, nes jie parciškia žymiai didesnį, kaip X spinduliai, tarpusavio veikimą su materija. Be to, elektronus išbarsto atomų centrai, o X spindulius (elektromagnetines bangas) atomo periferiniai elektronai.

§ 41. Mechaninio (sukamojo) momento kvantavimas. Molekulų kinetinė energija

Iš de Broglie teorijos išeina, kad siejamos su judančiu materijos tašku bangos ilgis yra lygus (38—18):

$$\lambda = \frac{h}{mv} \qquad (41-1)$$

Jeigu judėjimo kiekį mv pažymėsime G, tai iš (41—1) gausime:

$$G = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{u} \qquad (41-2)$$

Panagrinėsime periodinį judėjimą uždarame kelyje. Paimsime du taškus, nutolusius dl; jų svyravimo fazių skirtumas

$$d\varphi = -2\pi\nu \frac{dl}{u} \qquad (41-3)$$

Kai šie taškai yra baigtiniame nuotolyje AB, tai jų fazių φ_2 ir φ_1 skirtumas bus lygus:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -2\pi \int_A^B \nu \frac{dl}{u} \tag{41—4}$$

Tegu taškai guli ant apskritimo. Nuotolį tarp jų didinant, jie kartą vėl atsidurs viename taške; tuomet

$$\sin \varphi_2 = \sin \varphi_1 \tag{41—5}$$

ir

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2\pi . n \tag{41—6}$$

kur n yra sveikasis skaičius. Tokiu būdu, uždarame kelyje

$$\int_{(c)} \frac{\nu dl}{u} = n \tag{41—7}$$

ir, padauginus iš h,

$$\int_{(c)} G\, dl = nh \tag{41—8}$$

Sakysime, kad taškas juda apskritimu pastoviu greičiu v; tuomet jo masė m yra taip pat pastovi; vadinasi, ir $G=mv=$const. Lygtį (41—8) galėsime taip parašyti:

$$\int_{(c)} dl = \frac{nh}{G} = n\lambda \tag{41—9}$$

Taigi, *taškas tegali judėti tik tokiu uždaru keliu* (orbita), *kurio ilgyje gali tilpti sveikas bangų skaičius*. Kai taškas juda stipino r apskritimu, tai

$$\int_{(c)} dl = 2\pi r \tag{41—10}$$

Tuomet

$$2\pi r G = nh \tag{41—11}$$

Judėjimo kiekio (arba impulso) momentą Gr vadiname sukamuoju mechaniniu momentu arba impulsu. Pažymėsime jį U. Tuomet

$$U = \frac{h}{2\pi} . n \tag{41—12}$$

Tokiu būdu išeina, kad *tik tokie uždari keliai (orbitos) yra galimi, kuriems mechaninis momentas yra kartotinis dydžiui* $h/2\pi$. Šią pamatinę kvantavimo taisyklę yra paskelbęs N. Bohras 1913 m. vandenilio atomo teorijoje, bet teoriškai ją išvedė tik de Broglie. Be to, de Broglie teorija tvirtina, kad esančių uždarame tūryje dujų molekulų bei atomų slinkimo energija sudėta iš kvantų. Jau kalbėjome, kad uždarame tūryje V turime tarp ν_0 ir $\nu_0 + \Delta\nu_0$ baigtinį stovinčių bangų skaičių ΔZ, kuris yra lygus (8—8):

$$\Delta Z = 4\pi V \nu_0^2 \Delta\nu_0 \tag{41—13}$$

Čia $\nu_0 = 1/\lambda$ yra bangų skaičius. Taikysime šias išvadas materijos bangoms. Kadangi

$\lambda = \frac{h}{G}$ ir $\nu_0 = {}^1/\lambda = \frac{G}{h}$, tai galimų judėjimo kiekio verčių skaičius tarp G ir $G + \Delta G$ bus lygus:

$$\Delta Z = \frac{4\pi V}{h^3} G^2 \Delta G \qquad (41—14)$$

arba, kadangi $G=mv$, galimų greičio verčių skaičius tarp v ir $v + \Delta v$ bus lygus:

$$\Delta Z = \frac{4\pi V m^3}{h^3} v^2 \Delta v \qquad (41—15)$$

Paimsime, pvz., kambario temperatūros vandenilį (H_2). Tegu $V=1$ cm^3, $\Delta v=1$ cm/sek, $v= 10^5$ cm/sek; tuomet

$$\Delta Z \,(=)\, \frac{4\pi.10^{-72}.10^{10}}{10^{-81}} \,(=)\, 10^{20}$$

jei $V=10^{-18}$ cm^3, tai $\Delta Z(=)10^2$. Šiame tūryje greičio verčių skaičius yra nebedidelis (=100) ir griežtai nusakytas; dujų molekulų greitis, taigi, ir jų kinetinė energija kinta ne tolydinai, bet kvantais, vadinasi, kinetinė energija yra sudėta iš kvantų.

Lygtį (41—15) galime vaizdžiai išreikšti, priskyrę dujoms tokią „impulso erdvę", kurioje kiekvienai molekulai atstovauja jos judėjimo kiekio arba impulso taškas. Pastarojo koordinatų vertės yra lygios atitinkamoms molekulos judėjimo kiekio dedamosioms (mv_x, mv_y, mv_z). Impulso taško nuotolis nuo koordinatų pradžios yra lygus paties impulso vertei (mv). Impulsų erdvėje apie koordinatų pradžios tašką išvesime du koncentriškus rutulius, kurių stipinai bus mv ir $m(v+\Delta v)$; tarp tų rutulių paviršių uždarytos erdvės dalies tūris bus lygus $4\pi m^3 v^2 \Delta v$; jame bus visi impulso taškai, kurių vertės yra tarp mv ir $m(v+\Delta v)$. Taigi, tūrio vienete turėsime iš viso

$$\frac{4\pi m^3}{h^3} V v^2 \Delta v : 4\pi m^3 v^2 \Delta v = \frac{V}{h^3} \qquad (41—16)$$

impulso taškų. Ir atvirkščiai, impulsų erdvę galime taip padalyti į dydžio $\sigma = \frac{h^3}{V}$ gardelius (celes), kad kiekviename gardelyje turėtume tik vieną vienintelį impulso tašką, taigi, tik vieną vienintelę greičio vertę. Šie kvantiškumą (diskretiškumą) vaizduoją gardeliai bus tuo didesni, kuo dujos bus uždarytos mažesniame tūryje V.

VIII SKYRIUS

KINETINĖ MATERIJOS TEORIJA

§ 42. Materijos būsena

Jau žiloje senovėje buvo manyta, kad materija esanti sudėta iš mažyčių dalelių — atomų, taigi, ji turinti atomistinę struktūrą. Tokias mintis pirmas skelbė graikų filosofas Demokritas, gyvenęs V šimtmetyje prieš m. e. Jis tvirtino, kad materija esanti sudėta iš atomų, kad atomu skaičius esąs neribotas ir atomai labai skiriąsi savo dydžiu bei jungimosi būdu, ir nuo to priklausąs daiktų įvairumas. Jų judėjimas bei smūgiai sudarą pasaulių pradžią.

Šios mintys vėliau buvo pamirštos; ir tik 23 šimtmečiams praėjus, XIX šimtmečio pradžioje vėl iškilo jos aikštėn jau nebe kaip filosofinė idėja, bet kaip eksperimentinio patyrimo išvada, paremta chemijos junginių tyrimo išdavomis. Chemija, kaip mokslas, reikia skaityti, yra sukurta Lavoisier, atlikusio 1774 m. pamatinius tyrimus chemijoje. Eidama kiekybinio analizo keliu, ji greit tarpsta ir nustato eilę labai svarbių dėsnių, kurių čia paminėsime šiuos.

Fiziniai kūnai skirstomi į paprastuosius — cheminius elementus ir sudėtinius — cheminius junginius, kuriuos sudaro chemiškai susijungę paprastieji kūnai. Visiems vykstantiems gamtoje procesams galioja energijos bei materijos tvarumo dėsnis. Visuose cheminiuose junginiuose susijungusių elementų kiekiai yra kartotiniai mažiausiems tų elementų kiekiams.Pastarąjį dėsnį, vadinamą *kartotinių santykių dėsniu,* paskelbė Daltonas 1804 metais.

Tenka pastebėti, kad pirmieji du — cheminių elementų bei energijos ir materijos tvarumo — dėsniai, visiškai tinką chemijai, yra dabartiniu laiku fizikai per daug siauri; jie yra teisingi, bet tik ne pakankamai bendri. Trečiasis — kartotinių santykių dėsnis — aiškiai nurodo į materijos kvantinę struktūrą; materijos kvantai yra atomai; šie sudaro molekulas. Taigi, Daltonas pirmas įveda kvantų (atomistinį) principą į cheminių reiškinių aiškinimą. Vėliau Boltzmannas ir kiti sukūrė šiuo principu pamatuotą kinetinę materijos teoriją, kuri duoda materijos atomistinės struktūros vaizdą. Susipažinsime su šios teorijos mintimis arčiau.

Materija gali būti trijų būsenų: kieta, skysta ir dujinė. Kietasis kūnas turi pastovų pavidalą ir tūrį. Atskiros kūno dalys labai standžiai su-

rištos tarp savęs. Skystieji kūnai turi pastovų tūrį; jų pavidalas lengvai kinta. Dujiniai kūnai nei pastovaus tūrio, nei pastovaus pavidalo neturi. Pagal kinetinę materijos teoriją, molekulos, iš kurių sudėta materija, visą laiką juda; be to, jos veikia kita kitą. Kai materija yra kietoje būsenoje, tai jos molekulos*), kaimyninių molekulų traukos jėgos veikiamos, yra tiek standžiai pririštos prie šių, kad judėdamos labai mažai tepakeičia savo vietą aplinkinių molekulų atžvilgiu; jos tik vibruoja apie savo pusiausvyros vietą. Kai molekulos suartėja, tai tarp jų pradeda veikti stumiamoji jėga vietoje traukos (kohezijos) jėgos; todėl, norėdami kietąjį kūną suspausti, jo molekulas suartinti, turime pavartoti didelį slėgimą. Paprastai šios stumiamosios jėgos kilmę aiškina šiaip: molekulos turi tam tikrą dydį; kai dvi molekulos tiek suartėja, kad „liečia" kita kitą, tai dar labiau jas suartinti begali tik didelis slėgimas; bet jų artėjimas yra labai mažas, palyginus su nuotoliu tarp molekulų centrų. Tai parodo kad ir šie reiškiniai: kietieji ir skystieji kūnai labai mažai tesuslėgiami. Galima sakyti, kad molekulos yra kieti elastingi rutuliukai. Kietajame kūne šie rutuliukai yra standžiai surišti traukiamųjų jėgų tarp savęs; jie „liečia" arba beveik „liečia" vienas kitą. Reikia pastebėti, kad molekulų dydžio bei lietimosi sąvoka nėra suprantama paprasta tų žodžių prasme. Vėliau matysime, kad atomas yra sudėtas iš teigiamai įelektrinto branduolio, apie kurį skrieja elektronai. Palyginus paties branduolio bei elektronų dydžius su nuotolio tarp branduolio ir elektronų bei tarp pačių elektronų dydžiu, pasirodo, kad pastarasis yra labai didelis; taigi, atomo „užimamojo" tūrio dalis yra, galima sakyti, tuščia. Tačiau kai dviejų molekulų centrai priartėja vienas prie kito iki tam tikro nuotolio σ, traukiamosios jėgos virsta stumiamosiomis; efektas yra toks, kad kieti rutuliukai paliestų vienas kitą. Nuotolį σ paprastai vadiname molekulų *skiriamosios sferos* stipinu.

Kūno temperatūrai kylant, jo molekulų vibracijų vidutinė amplituda didėja. Šiai padidėjus, padidėja ir vidutinis nuotolis tarp kaimyninių molekulų, kūnas išsiskečia. Nuotoliui tarp molekulų didėjant, pasireiškia tarp jų traukiamoji jėga. Dar daugiau temperatūrai pakilus, molekulų vibracijos energija tiek padidėja, kad pavienės molekulos visai atitrūksta ir išsivaduoja iš kaimyninių molekulų „globos". Tačiau ji, išsivadavusi iš vienos molekulų grupės, patenka į kitos molekulų grupės traukiamosios jėgos veikimo sferą. Tokioje būsenoje materija yra skysta. Skystajame kūne molekulos „liečia" arba beveik „liečia" kita kitą, tačiau dvi atskiros molekulos tik labai trumpą laiką būna tarp savęs surištos.

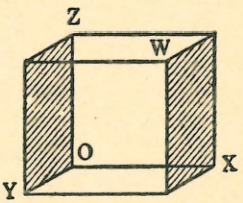
Dar daugiau kūną pašildžius, molekulų vibracijos energija tiek padidėja, kad pavienės molekulos išsivaduoja iš kaimyninių molekulų veikimo ir tampa veik visai laisvos, tuomet materija yra garų, arba dujinėje, būsenoje. Šioje būsenoje molekulos skrieja visomis kryptimis įvairiu greičiu. Kai skystasis kūnas virsta garais, jo tūris padidėja; taip, vandens

*) Reikia pastebėti, kad kietuose kūnuose molekulų neturime, bet turime tik atomų (tiskliau jonų) gardeles. Taigi čia skiriamas kietojo kūno „molekulai" savybes reikia perkelti atomui (arba jonui).

garai 100°C temperatūroje ir atmosferos slėgime užima 1600 kartų didesnį tūrį, kaip tos pat masės vanduo. Taigi, dujinėje būsenoje nuotoliai tarp molekulų yra žymiai didesni; pvz., vidutinis vandens garų molekulų nuotolis yra $\sqrt[3]{1600}$ (=) 12 kartų didesnis, kaip skysto vandens. Esant didesniems tarp molekulų nuotoliams, rečiau bepasireiškia tarp molekulų traukiamosios, o dar rečiau — stumiamosios jėgos. Kai dujų molekulos tiek suartėja, kad tarp jų pasireiškia stumiamoji jėga, jos susidaužusios atšoka; įvyksta tarp molekulų smūgis. Bet tariamas smūgis tarp dviejų molekulų gali įvykti ir traukiamosios jėgos įtakoje. Kometa, priartėjusi prie saulės, apibėga ją hiperboliniu keliu. Susitikusios ir tariamai susidaužusios, dvi molekulos gali panašiai kita kitą apskrieti, nors iš tolo stebint atrodo, kad jos susidaužia. Taigi, atskirti tikruosius smūgius nuo tariamųjų negalima; abiem atvejais turėsime molekulų smūgius.

§ 43. Dujų kinetinė teorija

Minėjome, kad dujinėje būsenoje nuotoliai tarp molekulų yra dideli. Todėl, nagrinėdami dujų molekulų judėjimą, sakysime, kad molekulos yra taškai, taigi, jos neužima jokio tūrio, ir kad tarp jų neveikia jokios jėgos. Tokias dujas vadiname *idealiomis dujomis*. Jos yra uždarytos kubo pavidalo inde, kurio briaunos ilgis lygus vienetui (58 fig.). Tame kube turime iš viso n molekulų; molekulos masė yra m. Molekulos juda visomis kryptimis; jų greitis yra skirtingas. Sakysime, kad bet kuriuo akimirksniu 1-oji molekula turi greitį V_1, 2-ji — V_2, 3-ji — V_3 ir t. t. Greičių kryptys yra visiškai atsitiktinės. Tegu u_i, v_i ir w_i yra greičio V_i dedamosios stačiakampių koordinatų sistemos x, y ir z ašies kryptim. Tuomet turime:



58 fig.

$$V_1^2 = u_1^2 + v_1^2 + w_1^2$$
$$V_2^2 = u_2^2 + v_2^2 + w_2^2$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \qquad (43-1)$$
$$V_i = u_i^2 + v_i^2 + w_i^2$$

Nagrinėsime molekulų judėjimą tarp kubo sienų YZ ir XW. Ją daužo visos molekulos, kurių $u \neq 0$. Tegu molekulų smūgiai yra visai elastingi. Tuomet, molekulai į sieną susidaužus, tepakinta jos greičio dedamosios u kryptis, o vertė lieka pastovi; greičio dedamosios v ir w visai nepakinta. 1-ji molekula nubėga nuo sienos YZ iki sienos XW ir atgal per laiką

$$2\,\frac{OX}{u_1} = \frac{2}{u_1}$$

nes $OX = 1$. Jos smūgių skaičius į sieną YZ per laiko vienetą — sekundę yra lygus $\frac{u_1}{2}$. 1-jai molekulai susidaužus su siena YZ, greičio dedamoji u kin-

ta iš — u_1 į + u_1; taigi, molekulos judėjimo kiekis pakinta dydžiu $2mu_1$. Kadangi smūgių skaičius per sekundę yra $\frac{u_1}{2}$, tai judėjimo kiekio atmaina per laiko vienetą, daužantis 1-ajai molekulai į sieną YZ, yra lygi:

$$2mu_1 \cdot \frac{u_1}{2} = mu_1^2 \qquad (43—2)$$

Inde turime iš viso n molekulų. Bet kuriai jų daužant kalbamą sieną, įvykstanti per laiko vienetą judėjimo kiekio atmaina bus išreiškiama taip pat, kaip ir 1-jai molekulai; tik vietoje u_1 reikės imti atitinkamos molekulos greičio dedamąją. Taigi, daužant visoms molekuloms sieną YZ, judėjimo kiekio pasikeitimas yra lygus:

$$m\,(u_1^2 + u_2^2 + \ldots + u_n^2) \qquad (43—3)$$

Judėjimo kiekio atmaina per laiko vienetą reiškia jėgą, šiuo atveju dujų slėgimą (jėgą į ploto vienetą) p; sienos YZ plotas yra lygus vienetui, Panašiai randame, kad molekulų judėjimo kiekio atmaina daužant joms sieną XZ ir XY yra:

$$p = m\,(v_1^2 + v_2^2 + \ldots + v_n^2) \qquad (43—4)$$

ir

$$p = m\,(w_1^2 + w_2^2 + \ldots + w_n^2) \qquad (43—5)$$

Lygtis (43—3), (43—4) ir (43—5) sudėję ir atsižvelgę į (43—1), gauname:

$$3p = m\,(V_1^2 + V_2^2 + \ldots + V_n^2) \qquad (43—6)$$

Įvesime greičio kvadrato vidurkį C^2:

$$C^2 = \frac{V_1^2 + V_2^2 + \ldots + V_n^2}{n} \qquad (43—7)$$

$C = \sqrt{\frac{V_1^2+V_2^2+\ldots+V_n^2}{n}}$ paprastai vadinamas molekulų *ketvirtaininiu greičiu.* Tuomet

$$3p = nmC^2 \qquad (43—8)$$

Bet m yra molekulos masė, n — molekulų skaičius tūrio vienete, tai mn bus dujų tankis ρ; taigi,

$$p = \frac{1}{3}\rho C^2 \qquad (43—9)$$

Išmatavę dujų slėgimą p ir jų tankį ρ, iš pastarosios lygties galime išskaičiuoti dujų molekulų ketvirtaininio greičio kvadratą C^2. Imsime orą. 0° C temperatūroje ir esant 1 atmosferos (76 cm Hg) slėgimui, oro tankis $\rho(=)0{,}0013$ g/cm³; 1 at slėgimas, išreikštas pamatiniais vienetais $\left(\frac{\text{din}}{\text{cm}^2}\right)$, yra lygus

$$76 \cdot 13{,}6 \cdot 980 = 1013000 \text{ din/cm}^2$$

nes gyvojo sidabro tankis yra 13,6 g/cm^3, o laisvai krintančio kūno pogreitis 980 cm/sek^2. Tokiu būdu, orui

$$C = \sqrt{\frac{3p}{\rho}} = \sqrt{\frac{3.1013000}{0{,}0013}} (=) 48400 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} = 484 \frac{\text{m}}{\text{sek}}$$

Kaip matome, oro molekulos juda labai greit. Pavienės molekulos gali turėti arba didesnius, arba mažesnius už C greičius.

Kai dujų masė M užima tūrį V, tai jų tankis $\rho = M/V$; įstatę tai į (43—9), gauname:

$$pV = \frac{1}{3} MC^2 \qquad (43—10)$$

Jei dujų molekulų ketvirtaininio greičio kvadratas C^2 priklauso tik nuo temperatūros, dešinioji lygties (43—10) pusė yra pastovus dydis tam tikrai dujų masei, kai temperatūra nesikeičia; tokiu būdu

$$pV = \text{const.} \qquad (43—11)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Boyle'o - Mariotte'o dėsnį, kuris tvirtina, kad *dujų tūrio ir slėgimo sandauga, nekintant temperatūrai, yra pastovus dydis.* Šį dėsnį tiksliai seka tik idealios dujos, t. y. tokios, kurių molekulos neturi savojo tūrio ir tarp jų neveikia jokios tarpusavio jėgos. Tokių dujų būsenos lygtis yra ši:

$$pV = RT \qquad (43—12)$$

Čia R yra *dujų bendroji konstanta,* kuri yra visoms dujoms vienoda, kai imami dujų kiekiai yra lygūs 1 grammolekulai. Dujų 1 grammolekula esant 0°C temperatūrai ir 1 at slėgimui užima 22400 cm^3 tūrį. Taigi, bendroji dujų konstanta

$$R = \frac{1013000 \,.\, 22400}{273} = 8{,}313 \,.\, 10^7 \text{ erg/laip.mol}$$

Taikydami lygtį (43—10), gauname:

$$3RT = MC^2 \qquad (43—13)$$

Dydis $3RT$ visoms dujoms yra pastovus, kai imamų (1 grammolekulos) dujų temperatūra yra pastovi. Be to, dujų masė $M = mN$, čia N yra molekulų skaičius 1 grammolekuloje. $N = 6{,}023.10^{23}$. Įstatę tai į lygtį (43—13), randame:

$$\frac{1}{2} mC^2 = \frac{3RT}{2N} = \text{const. } T \qquad (43—14)$$

Tokiu būdu, bet kurių dujų molekulų vidutinė energija yra pastovus dydis, kai dujų temperatūra nekinta. Tačiau kai skirtingų dujų temperatūra nėra vienoda, tai jų molekulų vidutinės energijos santykiuoja, kaip dujų temperatūros T. Iš lygties (43—13):

$$C = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \qquad (43—15)$$

R/N santykis yra pastovus dydis ir vadinamas *Boltzmanno konstanta;* jis paprastai žymimas k:

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8{,}313.10^7}{6{,}02.10^{23}} = 1{,}38.10^{-16} \text{ erg/laip}$$

Vidutinę dujų molekulų kinetinę energiją galime ir taip išreikšti:

$$\frac{1}{2}mC^2 = \frac{3}{2}kT \qquad (43—16)$$

§ 44. Molekulų greičių pasiskirstymo dėsnis

Tegu uždarytos inde dujos yra termodinaminėje pusiausvyroje. Jų molekulos visą laiką juda, daužosi tarp savęs ir daužo indo sienas. Sakysime, kad jų judėjimas ir daužymasis neatsiliepia dujų molekulų tankiui, kitaip tariant, molekulų skaičius tūrio vienete yra visur vienodas ir lygus n, arba, bet kuriuo akimirksniu dujų tankis yra pastovus įvairiose vietose. Be to, imsime, kad esančios tūrio elemente molekulos turi visokių krypčių bei verčių greitį; greičių pasiskirstymas visai nepriklauso nuo pasirinktojo tūrio elemento vietos ir kinta tik molekuloms susidaužus tarp savęs. Žodžiu tariant, dujos yra *chaotiškoje* būsenoje. Jei iš pradžių visos molekulos turi tokį pat greitį, tai joms daužantis šis vienodumas tuojau pranyks. Maxwellis išvedė, kad esant dujoms termodinaminėje pusiausvyroje, greičiai tam tikru būdu pasiskirsto, ir šį pasiskirstymą smūgiai jau nebepakeičia.

Smulkiai neišvedžiosime Maxwellio išvesto greičių pasiskirstymo dėsnio, tik trumpai paminėsime jo svarbesnes mintis. Tegu iš visų n molekulų, esančių 1 cm^3, dn turi tokį greitį V, kad šio dedamųjų vertės u, v ir w atitinkamai yra protarpiuose u ir $u+du$, v ir $v+dv$ ir w ir $w+dw$. dn yra proporcingas visam molekulų skaičiui n ir yra greičio dedamųjų funkcija; jis taip išreiškiamas:

$$dn = n\,f(u,v,w)\,du\,dv\,dw \qquad (44—1)$$

Kad surastume patį pasiskirstymo dėsnį, tenka nustatyti funkciją $f(u, v, w)$. Dažnai molekulų greitį V vaizduoja grafiškai erdvėje tašku, kurio koordinatos yra lygios greičio dedamosioms u, v, w; tokį tašką vadiname *greičio tašku.* Tuomet sandauga $du\,dv\,dw = d\tau$ grafiškai vaizduoja tūrio elementą. Taigi, iš visų, esančių 1 cm^3, molekulų tam tikras jų skaičius dn turi tokį greitį, kad jo taškai yra tūrio elemente $d\tau$. Santykis $\frac{dn}{n}$, t. y. santykis palankių įvykiui atsitikimų skaičiaus su visų atsitikimų skaičiumi, parodo įvykio tikimybę; taigi, tikimybė, kad bet kurios molekulos greičio taškas bus tūrio elemente $d\tau$, yra lygi:

$$\frac{dn}{n} = T = f\,(u,v,w)\,d\tau \qquad (44-2)$$

Funkcija $f(u, v, w)$ turi tokią formą:

$$f\,(u, v, w) = a\,e^{-b\,(u^2+v^2+w^2)} = ae^{-bV^2} \qquad (44—3)$$

a ir b yra tam tikros konstantos.

Visas molekulų skaičius n 1 cm^3 išreiškiamas taip:

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} n\,f\,(u, v, w)\,d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} nae^{-bV^2}\,d\tau \qquad (44—4)$$

Taigi,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(u, v, w)\,du\,dv\,dw = a\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bu^2}\,du \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bv^2}\,dv \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bw^2}\,dw = 1 =$$

$$= a\sqrt{\frac{\pi^3}{b^3}} \qquad (44—5)$$

nes

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bu^2}\,du = \sqrt{\frac{\pi}{b}} \;^{*})$$

Tokiu būdu,

$$a = \sqrt{\frac{b^3}{\pi^3}} \qquad (44—6)$$

Konstanta b paprastai pakeičiama dydžiu mh, kur m yra molekulos masė, h — nauja konstanta. Tai įstatę, gauname:

$$a = \sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi^3}} \qquad (44—7)$$

tuomet

$$f(u,v,w) = \sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi^3}}\; e^{-hm\,(u^2+v^2+w^2)} \qquad (44—8)$$

ir

$$dn = n\sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi^3}}\; e^{-hm\,(u^2+v^2+w^2)}\,du\,dv\,dw \qquad (44—9)$$

Pastarąją lygtį suintegravę v ir w atžvilgiu ribose nuo $-\infty$ iki $+\infty$, gausime molekulų skaičių dn_1, kurių greičio dedamoji u (lygiagretė x ašiai) yra protarpyje u ir $u + du$

$$dn_1 = n\sqrt{\frac{hm}{\pi}}\; e^{-hmu^2}\,du \qquad (44—10)$$

Taigi, tikimybės, kad molekulos greičio dedamosios yra atitinkamai protarpiuose u ir $u + du$, v ir $v + dv$ ir w ir $w + dw$, nepriklauso nuo kita kitos; $f(u, v, w)$ reiškia sandaugą trijų tikimybių, kurios tepriklauso atitinkamai tik nuo u, v ir w.

Iš lygties (44—9) galime surasti skaičių molekulų, kurių greičio vertės (visai neatsižvelgiant į jo kryptį) yra protarpyje V ir $V+dV$. Tokių molekulų skaičių dn_V gausime sumavę visus tūrio elementus $du\,dv\,dw = d\tau$ tarp dviejų koncentriškų rutulių, kurių stipinas yra lygus V ir $V + dV$; šis tūris yra lygus $4\pi V^2 dV$; tokiu būdu:

$$dn_V = 4n\sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi}}\; e^{-hmV^2}\,V^2\,dV \qquad (44—11)$$

nes tokių molekulų $u^2 + v^2 + w^2 = V^2$.

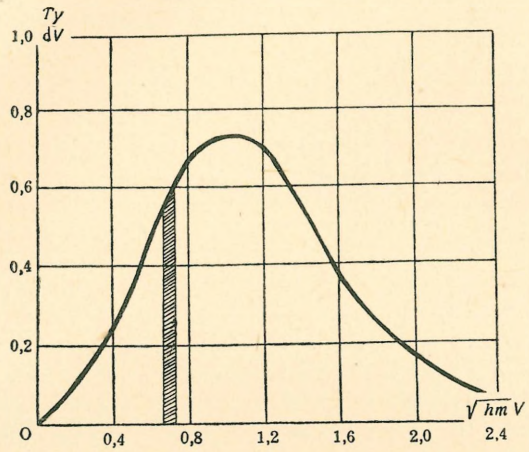
Iš čia tikimybė T_V, kad molekula turės greitį, kurio vertė yra tarp V ir V + dV, bus lygi:

$$T_V = \frac{dn_V}{n} = 4\sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi}}\; e^{-hmV^2}\,V^2\,dV \qquad (44—11a)$$

---

*) Šio ir intergralų (44—12), (44—13) skaičiavimą galime rasti Jordano „Cours D'Analyse", II pp 162—163 arba Prestono „Theory of Heat" 3-oji laida § 373.

Ji yra proporcinga greičio verčių tarpui dV. Tokio greičio molekulų skaičius $dn_V = T_V n$. Lygtį (44—11a) galime atvaizduoti grafiškai. Jei x ašyje atidėsime $\sqrt{hm}V$, o y ašyje $-\frac{T_V}{dV}$, tai gausime 59 figūros kreivę. y ašyje sužymėti $\frac{T_V}{dV}$ nusako tikimybę, kad molekula turės greitį, kurio vertė bus tarp V ir $V + 1$, nes tarpą dV imame lygų 1 cm/sek. Greičių (taigi ir molekulų), kurių vertė yra tarp V ir $V + dV$, skaičius yra proporcingas figūroje brūkšniuotam plotui. Iš 59 fig. matome, kad tikimybė turi didžiausią ($< 0{,}8$) vertę, kai $\sqrt{hm}\,V = 1$, taigi, kai $V = \frac{1}{\sqrt{hm}}$; dauguma molekulų turės tokios vertės greitį. Ši greičio vertė yra tikimiausia, todėl tokios vertės greitis yra vadinimas *tikimiausiu greičiu*. Ir tik labai nedidelis molekulų skaičius turės dvigubai didesnį, o dar mažesnis skaičius — trigubai didesnį greitį.



59 fig.

Paprastai kalbama apie tokį dujų molekulų greitį:

1. vidutinį greitį V ; jo vertė yra nusakoma taip:

$$V_v = \frac{1}{n}\int_0^\infty V dn_v = \frac{2}{\sqrt{\pi hm}} \qquad (44—12)$$

kur m yra molekulos masė, h — tam tikra konstanta;

2. ketvirtaininį greitį C; jis yra lygus (43—7):

$$C = \sqrt{\frac{1}{n}\int_0^\infty V^2 dn_v} = \sqrt{\frac{3}{2hm}} \qquad (44—13)$$

3. tikimiausią greitį V_t; jo vertę išskaičiuojame, suradę lygties (44—11) didžiausią vertę (ekstremumą). Išdiferencijavę šią lygtį ir prilyginę nuliui, gauname:

$$V_t = \frac{1}{\sqrt{hm}} \qquad (44—14)$$

Molekulų ketvirtaininį greitį C galime išskaičiuoti iš formulos (43—15), o V_v ir V_t surandame iš šių santykių:

$$\frac{V_v}{C} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \quad \text{ir} \quad \frac{V_t}{C} = \sqrt{\frac{2}{3}} \qquad (44—15)$$

Žemiau IV lentelėje duodamos kai kurių dujų molekulų greičių C, V_v ir V_t vertės, esant 0°C temperatūrai.

IV LENTELĖ

Dujos	C	V_v	V_t
H_2	1838 m/sek	1694 m/sek	1487 m/sek
N_2	492 „	453 „	398 „
0_2	461 „	425 „	377 „
$C0_2$	392 „	361 „	318 „
J_2	164 „	151 „	133 „

Jei turime dujų mišinį termodinaminėje pusiausvyroje, tai, samprotaudami ir šiuo atveju lygiai taip pat, gausime tokį molekulų greičių pasiskirstymą kiekvienai molekulų rūšiai, kuris bus išreiškiamas tokia pat formula (44—11); tik kiekvieną kartą reikės imti atitinkami molekulos greitis ir masė. Taigi, skirtingų molekulų ketvirtaininio greičio kvadratą C^2 teks išreikšti taip (44—13):

$$C_1^2 = \frac{3}{2hm_1}; \quad C_2^2 = \frac{3}{2hm_2} \text{ ir t. t.}$$

Iš čia išeina, kad visų molekulų vidutinė kinėtinė energija bus vienoda ir lygi:

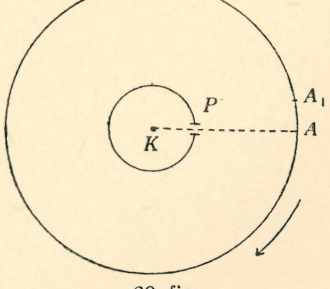
$$\frac{m_1 C_1^2}{2} = \frac{m_2 C_2^2}{2} = \ldots\ldots = \frac{3}{4h} \qquad (44—16)$$

Bet iš lygties (43—14):

$$\frac{3}{4h} = \frac{3RT}{2N} \text{ arba } \frac{3}{4hT} = \frac{3R}{2N} = \alpha \qquad (44—17)$$

Tokiu būdu, konstanta h, įeinanti į greičių pasiskirstymo funkciją, yra atvirkščiai proporcinga absoliutinei temperatūrai.

Reikia pastebėti, kad dujų, tikriau, garų molekulų tikimiausias greitis yra matuotas ir eksperimentiniu būdu. S t e r n a s jį matavo taip. Dviejų koncentrinių cilindrų ašyje yra padėta sidabro vielelė K (60 fig.). Abu cilindrai yra pamauti ant vienos bendros ašies, apie kurią juos galima greitai sukti. Sidabro vielelę K elektriškai įkaitinus, ji garuoja; sidabro molekulos yra spinduliuojamos į visas puses. Praėjusios pro vidinio cilindro plyšelį P, jos nugula ant išorinio cilindro, sudarydamos tamsią liniją ties A. Bet kada cilindrai yra greit sukami, sidabro linija iš



60 fig.

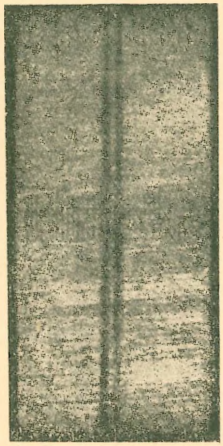
A pasistumia į A_1, nes kol molekulos, išlėkusios pro P, pasiekia išorinio cilindro paviršių, šis spėja tiek pasisukti, kad molekulos atsiduria vietoje A_1. Kai $AP=l_1$, o tikimiausias greitis lygus V_t, tai nuo P iki A molekulos nuskrieja per laiką

$$t = \frac{l_1}{V_t}$$

Jei cilindrų apsisukimų skaičius per 1 sek yra n, išorinio cilindro stipinas $AK=r$, tai taškas A skrieja greičiu $2\pi rn$. Kada linijos postūmis $AA_1=l$, tai taškas A_1 pasisuka į A per laiką

$$t = \frac{l}{2\pi rn} \qquad (44-18)$$

per kurį sidabro molekula nulekia iš taško P iki A_1. 60a fig. matome tokį sidabro molekulinių spindulių atlenkimą.



60a fig.

Kad dujų molekulų smūgiai nekliudytų, tyrimas yra atliekamas tuštumoje. Kadangi sidabro molekulos turi skirtingus greičius, tai, joms nugulus, yra gaunama ne linija, bet juosta. Jos įvairių vietų skaidrumas yra atvirkščiai proporcingas toje vietoje nusėdusių molekulų skaičiui. Tamsiausią juostos vietą atitinka tikimiausias molekulų greitis V_t; taigi, išmatavę tamsiausios juostos vietos nuotolį l, galime išskaičiuoti tikimiausią molekulų greitį.

§ 45. Energijos lygių dalių (ekviparticijos) dėsnis

Vienatominių dujų molekulų vidutinė energija yra lygi (43—16):

$$\frac{1}{2}mC^2 = \frac{3}{2}kT \qquad (45—1)$$

Čia m yra molekulos masė, C^2 — ketvirtaininio greičio kvadratas, T — absoliutinė temperatūra, k — Boltzmanno konstanta. Išreiškę greitį dedamosiomis, gausime:

$$\frac{1}{2}m\,[C_x^2 + C_y^2 + C_z^2] = \frac{3}{2}kT \qquad (45—2)$$

Kadangi molekulų judėjimas yra visiškai chaotiškas, tai jos lekia visomis kryptimis, kurių kiekviena bus lygiai vienodai tikima ir nė viena iš jų normaliose sąlygose nebus kuo ypatingu išskirta iš kitų. Todėl ir greičio dedamųjų C_x, C_y ir C_z įvairios vertės, kurios kitės tarp $C=0$ ir C_d (didžiausios vertės) šioms trims x, y, z kryptims pasitaikys vienodai dažnai, ir šių krypčių greičio kvadrato vidurkis turės būti lygus, taigi,

$$C_x^2 = C_y^2 = C_z^2 = \frac{C^2}{3} \qquad (45-3)$$

Tuomet ir

$$^1/_2mC_x^2 = {}^1/_2mC_y^2 = {}^1/_2mC_z^2 \qquad (45—4)$$

Vidutinė molekulos energija galima vaizduotis esant sudėta iš trijų lygių dalių. Laisvos molekulos judėjimas nusakomas trimis, kitas nuo kito nepriklausomais, parametrais, šiuo atveju trimis greičio dedamosiomis; kitaip tariant, laisvai judanti molekula turi tris laisvės laipsnius. Ir kiekvienam laisvės laipsniui tenka skirti vienodas kinetinės energijos kiekis, lygus $^1/_2kT$. Tokiu būdu, termodinaminėje pusiausvyroje šiliminė (molekulų kinetinė) energija yra padalinta lygiomis dalimis tarp visų laisvės laipsnių (arba nepriklausomų parametrų).

Ši kinetinės energijos lygių dalių dėsnį, kilusį iš Maxwellio greičių pasiskirstymo dėsnio, vėliau Boltzmannas apibendrino į principą, išrodydamas, kad lygių dalių dėsnis galioja ne vien tik kinetinei, bet visai energijai, ir ne tik dujų molekuloms, bet ir bet kuriai, kaip ji sudėtinga bebūtų, materialiai sistemai.

Dujų molekulų slinkimo energija priklauso nuo jų greičio; taigi, molekulų greičių pasiskirstymo funkcija nusako ir energijos pasiskirstymą tarp dujų molekulų. Iš (44—8), pažymėję $\sqrt[3]{\frac{h^3m^3}{\pi^3}} = a$, gausime:

$$f(u, v, w) = ae^{-hm(u^2+v^2+w^2)} = ae^{-hmV^2} \qquad (45—5)$$

nes $u^2 + v^2 + w^2 = V^2$. Įstatę h reikšmę iš (44—17), turėsime:

$$f(E) = ae^{-\frac{E}{kT}} \qquad (45—6)$$

kur E yra kinetinė molekulos energija: $E = \frac{1}{2}mV^2$. Tokiu būdu lygtis (45—6) išreiškia energijos pasiskirstymo tarp molekulų funkciją. Aplamai, dujų molekulos turi ne tik kinetinę (slinkimo), bet potencinę, rotacijos ir vibracijos energiją. Bet ir šiuo bendresniu atveju energijos pasiskirstymas tarp molekulų yra nusakomas lygtimi (45—6).

§ 46. Molekulos laisvasis kelias

Nors dujų molekulų judėjimo greitis yra didelis, tačiau jos slenka pirmyn labai pamažu. Taip, aromatinės medžiagos kvapas nusklinda 10 metrų tik per 37 val., kai oras yra visiškai ramus. Pakeliui dujų molekula visą laiką daužosi su kitomis molekulomis, nuolat keičia savo judėjimo kryptį; taigi, jos išeitas kelias bus laužyta linija. Tarp dviejų, vienas paskui kitą vykstančių, smūgių molekula prabėga labai skirtingus kelius. Jo vidutinę vertę vadiname molekulos *laisvuoju keliu*. Jis nesunkiai nustatomas, kai laikoma, kad molekulos yra elastingi rutulėliai. Bet jei nuo šios hipotezės atsisakoma ir molekulos laikomos jėgų centrais, kurie visai nesuartėja, bet tik priartėję veikia kitas kitą, tai ir laisvojo kelio sąvoka

netenka prasmės, nes tuomet jo nebegalima nusakyti. Tačiau, nepaisant šių sunkumų, molekulos laisvojo kelio sąvoka labai pasitarnavo, todėl pakalbėsime apie ją plačiau.

Sakysime, kad pradžioje visos molekulos nejuda, išskyrus tik vieną, kuri lekia greičiu v. Dvi molekulos susidaužia tuomet, kai jų centrai suartėja iki „molekulos skersmens" σ. Judančią molekulą apgaubsime rutuliniu paviršium, kurio stipinas yra σ; jei šio rutulio centre bus judančioji molekula, tai šis paviršius apims vadinamąją *molekulos veikimo sferą:* judančioji molekula tesusidaužia tik su tomis molekulomis, kurių centrai yra jos veikimo sferoje. Judančioji molekula skrieja tiese greičiu v; jos veikimo sfera erdvėje per 1 sek apima tūrį $\pi\sigma^2 v$. Kai molekulų tankis — molekulų skaičius 1 cm^3 — yra n, tai šiame judančios molekulos veikimo sferos paliestame tūryje bus $\pi\sigma^2 vn$ molekulų, su kuriomis ir susidaužia judančioji molekula. Taigi, jos smūgių skaičius yra lygus:

$$s = \pi\sigma^2 vn \qquad (46—1)$$

tarp dviejų smūgių molekula įveiks nubėgti vidutinio ilgio l laisvąjį kelią:

$$l = \frac{v}{s} = \frac{1}{\pi\sigma^2 n} \qquad (46—2)$$

Laisvojo kelio ilgis yra atvirkščiai proporcingas molekulų skaičiui n 1 cm^3, arba *dujų tankiui* ρ, nes $\rho = mn$, čia m yra molekulos masė, *arba dujų slėgimui.*

Dabar sakysime, kad visos molekulos juda vienodu greičiu v; tuomet, smūgių skaičiui rasti, reikia imti reliatyvus molekulų greitis v_1; šiuo atveju smūgių skaičius $s = \pi\sigma^2 nv_1$, o molekulų vidutinio laisvojo kelio ilgis

$$l = \frac{v}{s} = \frac{1}{\pi\sigma^2 n}\,\frac{v}{v_1} \qquad (46—3)$$

Santykis $v/v_1 = {}^3/_4$, tokiu būdu:

$$l = \frac{3}{4\pi n\sigma^2} \qquad (46—4)$$

Pagaliau, molekulos juda ne vienodu, bet skirtingu greičiu. Greičio verčių pasiskirstymą nusako Maxwellio dėsnis. Kai į šį pasiskirstymą atsižvelgiama, tai smūgių skaičius lieka lygus:

$$s = \sqrt{2}\, n\pi\sigma^2 v \qquad (46—5)$$

Tuomet vidutinio laisvojo kelio ilgis yra lygus:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\, n\pi\sigma^2} \qquad (46—6)$$

Jei molekula juda greičiu v, tai laisvąjį kelią ji perbėga per laiką

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{1}{\sqrt{2}\, n\pi\sigma^2 v} \qquad (46—7)$$

Molekulų tikrasis laisvojo kelio ilgis, žinoma, skiriasi nuo jo vidutinio ilgio l; tačiau skaičius molekulų, kurių laisvojo kelio ilgis žymiai skirtųsi nuo l, yra nedidelis; pvz., iš 148 molekulų tik vienos laisvojo kelio ilgis yra didesnis kaip $5l$; ir iš 22027 molekulų tik vienos yra didesnis kaip $10l$.

Molekulų laisvojo kelio vidutinį ilgį tiesiogiai pirmieji matavo Bornas ir Bormannas 1920 m. panašiu būdu, kokį vartojo ir Sternas (§ 44). Už plyšelio P (60 fig.) jie padėdavo stiklo plokštelę, ant kurios susirinkdavo sidabro molekulos, sudarydamos tamsią juostelę. Kol tyrimas yra atliekamas tuštumoje, visos išlėkusios pro plyšelį P sidabro molekulos pasiekia renkamąją stiklo plokštelę. Bet jei tiriama dujose arba ore, tai tik dalis jų beįveikia ją pasiekti, nes kita jų dalis yra pakeliui sulaikoma, dujų molekuloms daužant; ir kuo plokštelė yra toliau nuo sidabro vielelės K, tuo mažiau sidabro molekulų nuskrieja iki jos. Pasiekiančių renkamąją plokštelę molekulų skaičius n priklauso nuo spinduliuojamų molekulų skaičiaus n_0, jų laisvojo kelio l, plokštelės nuotolio d nuo molekulinių spindulių šaltinio; šią priklausomybę nusako tokia formula:

$$n = n_0 e^{-\frac{d}{l}} \qquad (46—8)$$

Jeigu, esant tokiam pat dujų slėgimui, vieną kartą plokštelę padėsime nuotolyje d_1, o antrą kartą — nuotolyje $d_2 = d_1 + d^1$ nuo spindulių šaltinio, tai nusėdusių ant jos molekulų skaičiai n_1 ir n_2 bus lygūs:

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{d_1}{l}}$$

ir (46—9)

$$n_2 = n_0 e^{-\frac{d_1+d^1}{l}}$$

Nusėdusių molekulų skaičiai yra proporcingi susidariusio ant renkamosios plokštelės sluoksnio tankiui; jei jį abiem atvejais pažymėsime ρ_1 ir ρ_2, tai

$$\ln \frac{\rho_1}{\rho_2} = \ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{d^1}{l} \qquad (46—10)$$

iš čia

$$l = \frac{d^1}{\ln \frac{\rho_1}{\rho_2}} \qquad (46—11)$$

Tenka pastebėti, kad šiuo būdu nustatytos laisvojo molekulų kelio ilgio vertės visai gerai atitiko surastas netiesioginiais būdais to kelio vertes.

§ 47. Vidinė trintis; šilimos laidumas

Tyrimai rodo, kad, kai du gretimi dujų arba skysčių sluoksniai juda skirtingu greičiu, tai pasireiškia savotiška trinties jėga, kuri lėčiau judantį sluoksnį greitina, o greičiau judantį — lėtina. Ši jėga, vadinamoji

vidinė trintis, yra proporcinga sluoksnio paviršiui S ir greičio v gradientui $\frac{dv}{dx}$ (greičio skirtumui, kai sluoksnių nuotolis yra 1 cm.). Jei proporcingumo koeficientą, kurį vadiname *vidinės trinties* arba *klampumo koeficientu*, pažymėsime η, tai vidinę trintį K galime taip išreikšti:

$$K = \eta S \frac{dv}{dx} \qquad (47—1)$$

Kinetinė materijos teorija vidinę trintį taip aiškina. Antrasis Newtono dėsnis sako, kad jėga, veikianti bet kurią masę, savo skaičiaus verte yra lygi masės judėjimo kiekio atmainai per laiko vienetą. Taigi, dviejų gretimų dujų arba skysčio sluoksnių judėjimo kiekis kinta, kai jų greitis yra nevienodas. Nes greičiau judančio sluoksnio molekulos turi didesnį judėjimo kiekį už lėčiau judančio sluoksnio molekulas. Bet kadangi molekulos juda chaotiškai, tai vieno sluoksnio molekulos patenka į kitą; ir todėl tam tikras judėjimo kiekis yra pernešamas statmenai sluoksnių paviršiams iš greičiau judančio sluoksnio į lėčiau judantį. Pernešamas per ploto vienetą per 1 sek judėjimo kiekis ir nusako vidinės trinties koeficientą. Bendrai pernešamas per plotą S judėjimo kiekis išreiškiamas taip:

$$\frac{nmvl}{3} \frac{dv}{dx} S \qquad (47—2)$$

Čia n yra molekulų skaičius 1 cm^3, m molekulos masė, l — vidutinis molekulos laisvas kelias, $\frac{dv}{dx}$ — greičio gradientas statmena sluoksnio paviršiui kryptim. Palyginę šią lygtį su lygtim (47—1), randame, kad

$$\eta = \frac{1}{3} nmvl = \frac{1}{3} \rho vl \qquad (47—3)$$

arba, bendrai,

$$\eta = k\rho vl \qquad (47—4)$$

Pastaroji formula rodo, kad η yra proporcingas molekulų greičiui, taigi, proporcingas kvadratinei šakniai iš jų absoliutinės temperatūros. Dujų temperatūrai kylant, jų vidinės trinties koeficientas didėja; tą patvirtina ir eksperimentiniai daviniai; tačiau skysčių vidinės trinties koeficientas, temperatūrai kylant, mažėja. Šis prieštaravimas tarp teorijos išvadų ir eksperimentinių davinių išnyksta, kai, vidutinį laisvąjį molekulų kelią nustatant, atsižvelgiama į tarpines molekulų jėgas.

Dujų arba skysčio molekulų greitis gali didėti kuria nors kryptim, kai, pvz., ta kryptim temperatūra didėja. Tuomet šia kryptim yra pernešamas judėjimo kiekis, kuris greitina molekulų judėjimą; kitaip tariant, šia kryptim bus perkeltas tam tikras šilimos kiekis. Taigi, medžiagos šilimos laidumo koeficientas turi būti susijęs su jos vidinės trinties koeficientu. Pernešamas šilimos kiekis Q pro ploto vienetą per 1 sek išreiškiamas panašiai, kaip ir pernešamas judėjimo kiekis, ir būtent:

$$Q = \frac{1}{3} nmvlc_v \frac{dT}{dx} \qquad (47—5)$$

Čia c_v yra specifinė šilima esant pastoviam tūriui, $\frac{dT}{dx}$ — temperatūros gradientas. Palyginę (47—5) su (47—3), gauname, kad šilimos laidumo koeficientas yra lygus:

$$\frac{1}{3} nmvlc_v = \varkappa_l c_v \qquad (47—6)$$

Pagaliau, šiliminis materijos laidumas yra ankštai susijęs su jos elektriniu laidumu. Metaluose elektrą perneša laisvieji elektronai, kurie sudaro vadinamąsias *elektronų dujas*. Taikant joms dujų kinetinės teorijos dėsnius, surandama, kad, sudarius kuria kryptim potencialų skirtumą, teigiamo potencialo link perbėga daugiau elektronų, kaip neigiamo, taigi, šia kryptim pernešama daugiau neigiamos elektros, kaip priešinga.

Formula (47—4) susieja vidinės trinties koeficientą η_l ir vidutinį laisvąjį molekulos kelią l. Išmatavę pirmąjį, galėtume išskaičiuoti laisvąjį kelią l; tankį ρ bei vidutinį greitį v galime išmatuoti bei išskaičiuoti iš kitų dydžių. Suradę laisvąjį kelią, iš formulos (46—6) galime išskaičiuoti $n\sigma^2$; bet molekulos skersmeniui arba jos veikimo sferos stipinui σ rasti reikia šiuo ar tuo būdu nustatyti molekulų skaičių 1 cm^3 n. Šis paprastai surandamas iš Avogadro skaičiaus N, kuris nurodo molekulų skaičių 1 grammolekuloje; $N = 6{,}023.10^{23}$, tada $n = \frac{N}{V} = \frac{6{,}023.10^{23}}{22400} = 2{,}69.10^{19}$. Dabar galime jau išskaičiuoti σ. Štai kai kurių molekulų kinetiniai dydžiai esant normalioms sąlygos (0°C ir 1 atm. slėgimui).

Dujos	Vidutinis laisvasis kelias	Smūgių skaičius per sek	Vidutinis laikas tarp dviejų smūgių	Molekulos veikimo sferos stipinas
N_2	$1{,}78.10^{-5}$ cm	$9{,}5.10^{9}$ sek^{-1}	$1{,}0.10^{-10}$ sek	$2{,}4.10^{-8}$ cm
0_2	$1{,}02.10^{-5}$ cm	$4{,}2.10^{9}$ sek^{-1}	$2{,}4.10^{-10}$ sek	$2{,}97.10^{-8}$ cm
N_2	$0{,}95.10^{-5}$ cm	$4{,}8.10^{9}$ sek^{-1}	$2{,}1.10^{-10}$ sek	$3{,}15.10^{-8}$ cm
$C0_2$	$0{,}65.10^{-5}$ cm	$5{,}5.10^{9}$ sek^{-1}	$2{,}0.10^{-10}$ sek	$3{,}33.10^{-8}$ cm

§ 48. Browno judėjimas

1827 m. Brownas pastebėjo, kad mažytės dalelės skystyje visą laiką juda netvarkingai visomis kryptimis. Gouy tyrimais nustatė, kad jų judėjimas priklauso nuo jų dydžio, bet ne nuo jų prigimties. Šis dalelių judėjimas vaizdžiai parodo skysčio molekulų judėjimą: jas daužo netvarkingai judančios skysčio molekulos ir tokiu būdu verčia jas visą laiką judėti. Taigi, šios dalelės turi panašiai judėti, kaip juda pačios skys-

čio molekulos; žinoma, jos yra labai didelės, palyginus su molekula, todėl jų judėjimo greitis yra žymiai mažesnis; tačiau reiškinio pobūdis pasilieka toks pat. Vadinasi, ir šių dalelių judėjimas turi vykti sulig tais pat dėsniais, kurie nusako ir molekulų judėjimą.

Browno judėjimą smulkiau eksperimentiškai tyrė P e r r i n a s; šiam tikslui jis vartojo koloidinius tirpalus. Juose ištirpinta medžiaga yra labai smulkių dalelių pavidale, kurios stebimos paprastu, o kartais ultramikroskopu. Perrinas daugiausia vartojo gummimastikos vienalytę, t. y. vienodo skersmens dalelių, emulsiją. Tokios emulsijos daleles galima laikyti idealių dujų molekulomis (tik, žinoma, jų molekulinis svoris yra daug kartų didesnis). Perrinas pirmas atkreipė dėmesį į dalelių koncentracijos kitimą jėgos svorio įtakoje, kylant aukštyn; šį kitimą nusako *barometrinė formula:*

$$p = p_0 e^{-2hmg(z-z_0)} \qquad (48—1)$$

Čia p yra oro slėgimas aukštyje z, p_0 — slėgimas aukštyje z_0, h — konstanta, m — oro molekulos masė, g — laisvai krintančio kūno pogreitis.

Pagal Maxwellio pasiskirstymo dėsnį, iš visų molekulų n jų toks skaičius dn turi greičio dedamąją z ašies kryptim protarpyje tarp w ir $w + dw$ (44—10):

$$dn = n \sqrt{\frac{hm}{\pi}}\, e^{-hmw^2} dw \qquad (48—2)$$

Sakysime, kad dujos yra svorio jėgos lauke. Jų molekulų potencinė energija, neskaitant jos pastovios dalies, yra lygi:

$$E = mgz \qquad (48—3)$$

Dujų tankis, t. y. molekulų skaičius dn 1 cm^3 aukščio protarpyje tarp z ir $z+dz$, yra lygus (45—5):

$$dn = ke^{-2hmgz} dz \qquad (48—4)$$

Čia k yra konstanta, priklausanti nuo aukščio z. Taigi, molekulų tankis aukštyje z, arba slėgime p, bus išreiškiamas lygtim (48—1), kuri nusako oro slėgimą aukštyje z, esant pastoviai temperatūrai. Kadangi (44—17)

$$h = \frac{N}{2RT}$$

tai

$$p = p_0 e^{\frac{-Nmg(z-z_0)}{RT}} \qquad (48—5)$$

Pakeitus slėgimą p ir p_0 proporcingu jam molekulų tankiu n ir n_0, lygtį (48—5) galima taip rašyti:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{N}{RT} mg(z-z_0)} \qquad (48—6)$$

Dabar taikysime šią lygtį koloidinių dalelių pasiskirstymui skystyje, priklausomai nuo jo aukščio. Tuomet m reiškia tariamąją dalelės masę, kuri lygi jos tikrosios masės ir jos tūrio skysčio masės skirtumui. Kai dalelės stipinas yra r, o dalelės ir skysčio masės tankiai yra ρ ir ρ_0, tai

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0) \qquad (48—7)$$

Taigi, lygtį (48—6) galima ir taip išreikšti:

$$\frac{N}{RT} = \frac{3}{4\pi r^3(\rho - \rho_0)\, g\,(z - z_0)} \ln \frac{n_0}{n} \qquad (48—8)$$

Koloidinių dalelių pasiskirstymą skystyje pagal aukštį, kai skystis yra termodinaminėje pusiausvyroje, paprastai stebi mikroskopu. Pastarąjį fokusuoja tam tikrai gulsčiai plokštumai ir suskaičiuoja matomas daleles; taip skaičiuoja daleles skirtingo aukščio (pvz., kas keli mikronai) gulsčiose emulsijos plokštumose. Bet dalelių judėjimas kliudo jas skaičiuoti, todėl dažnai daleles fotografuoja ir jau fotografijoje jas skaičiuoja. Nustatę šiuo būdu dalelių koncentraciją, suradę jų stipiną, kad ir Stokeso būdu (33—10), iš formulos (48—8) galėsime išskaičiuoti Avogadro skaičių N. Iš daugelio matavimų buvo nustatyta, kad $N = 6{,}023.10^{23}$.

Dalelių masės tankis ρ nustatomas dažniausiai šiuo būdu. Iš pradžių surandama vandens ir koloidinio tirpalo piknometre masės m_0 ir m; vėliau, išdžiovinus emulsiją, nustatoma koloidinių dalelių masė m_2. Kai vandens tankis yra ρ_0, tai piknometro tūris bus lygus m_0/ρ_0, vandens, kuris užpildo tarpus tarp dalelių — $\frac{m_1 - m_2}{\rho_0}$; taigi, dalelių užimtas tūris yra lygus

$$\frac{m_0}{\rho_0} - \frac{m_1 - m_2}{\rho_0}$$

Žinodami jų tūrį, galime surasti jų tankį; jis yra lygus:

$$\rho = m_2 : \left(\frac{m_0}{\rho_0} - \frac{m_1 - m_2}{\rho_0}\right) \qquad (48—9)$$

Be to, Perrinas eksperimentiškai patikrino Einsteino išvestą, taikant Browno judėjimui molekulų judėjimo dėsnius, formulą, kuri nusako dalelės, kurios stipinas yra r, slinkimų x kuria kryptim per laiką t kvadrato vidurkį $\overline{x^2}$. Einsteinas išvedė, kad

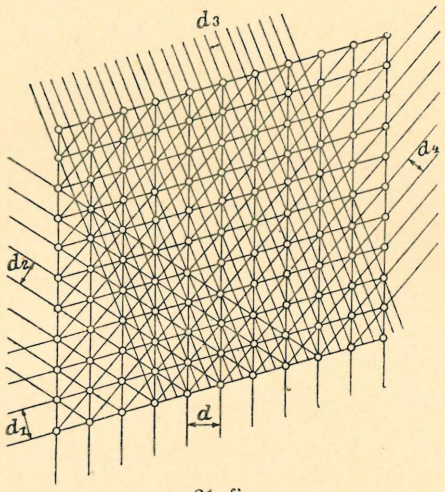
$$\overline{x^2} = \frac{2RT}{6N\pi\eta r}\, t \qquad (48—10)$$

Taigi, dalelės slinkimas yra proporcingas absoliutinei temperatūrai T ir laikui t.

Browno judėjimas dujose buvo pastebėtas ir ištirtas žymiai vėliau, kaip skysčiuose. Nušvietus esančias ore dulkeles bei tabako dūmus ir stebint pro mikroskopą, galima matyti dulkelių Browno judėjimą. Dalelių slinkimas dujose yra žymiai (ore — 8, o vandenilyje iki 15 kartų), didesnis, kaip skystyje; sumažinus dujų slėgimą, dalelių slinkimas padidėja 50—200 kartų. De Broglie pirmas nurodė, kad Avogadro skaičių N galima nustatyti, matuojant dalelių slinkimą dujose. Dalelių slinkimų kvadrato vidurkį ir šiuo atveju išreiškia Eisteino lygtis (48—10). Šiuo būdu surastas N gerai sutinka su nustatytuoju, matuojant dalelių slinkimą skysčiuose.

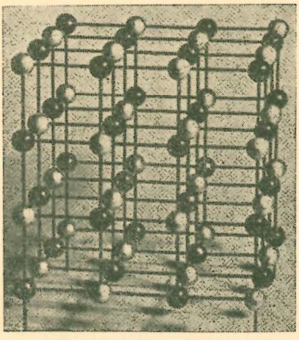
§ 49. Kietieji kūnai

Fizinių kūnų įvairumas priklauso ne tik nuo elementarių dalelių, iš kurių jie yra sudėti, skirtingų savybių, bet ir nuo tų dalelių santvarkos. Tai ypatingai ryškiai galime pastebėti kietuosiuose kūnuose. Tarp kietųjų kūnų išsiskiria vadinamieji *kristalai*, kurių paviršių dažnai sudaro lygios, visai taisyklingos plokštumos. Pati kristalų taisyklinga išvaizda nurodo tai, kad juose molekulos arba atomai turėtų būti tvarkingai susidėstę. Paskutinių laikų kietųjų kūnų tyrimai parodė, kad beveik visi kietieji kūnai yra sudėti iš kristalų; dažniausiai tai yra labai nedideli, tik pro mikroskopą pastebimi, visaip susiklostę kristalėliai. Tokius kūnus paprastai vadiname *kristaliniais*. Tokie yra, pvz., metalai. Be kristalų, turime ir tokių kietųjų kūnų, kurie nepasižymi jokiu paviršiaus taisyklingumu; jų tyrimai rodo, kad juose molekulos bei atomai nėra taisyklingai susitvarkę. Tokius kūnus vadiname *amorfiniais*.

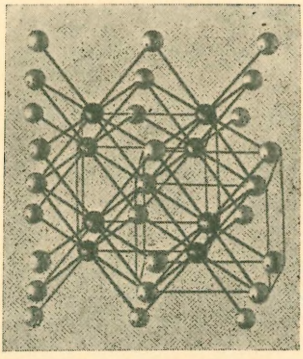


61 fig.

Tiriant kietuosius kūnus X spinduliais, tikrai buvo nustatyta, kad kristalinę kūnų struktūrą sąlygoja tvarkingas elementarių dalelių — atomų arba jonų susidėstymas. Tai eksperimentiškai pirmą kartą parodė L a u e. Kristaluose atomai arba jonai yra taip susidėstę, kad lygiagretėse kryptyse visuomet užtinkame vienokią tvarką; be to, einančių pro atomų arba jonų centrus tiesių kryptyje atomai arba jonai visuomet yra vienodai nutolę. Taip išdėstyti atomai arba jonai sudaro *erdvės gardelę*. Kadangi lygiagretėse kryptyse atomai arba jonai yra vienodai nutolę, tai jų vieta erdvėje galima žymėti trim lygiagrečių ir vienodai nutolusių plokštumų šeimom. Šios plokštumos vadinamos *gardelės plokštumomis*. Be šių, galima būtų išvesti pro atomus ir jonus ir daugiau plokštumų šeimų, bet gardelės plokštumos būdingos tuo, kad jose atomai arba jonai yra tankiau susidėstę ir jos yra daugiau nutolusios nuo viena kitos (61 fig. palygink d, d_1, d_2, d_3 ir d_4. Iš viso priskaitoma iki 14 skirtingų rūšių gardelių. 62 fig. vaizduojama NaCl ir 63 fig. — CsCl gardelės.



62 fig.



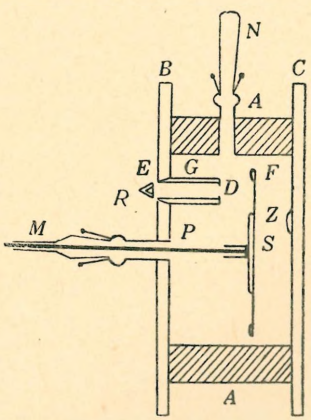
63 fig.

IX SKYRIUS

VANDENILIO ATOMO STRUKTŪRA

§ 50. α dalelių išbarstymas

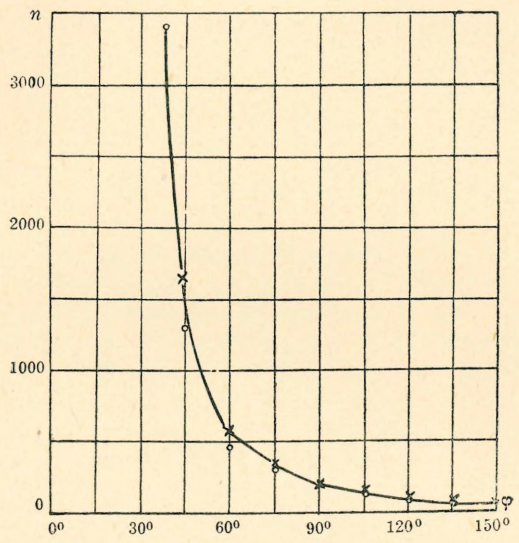
Katodinių spindulių absorbcija, jiems einant pro materiją, rodo, kad materija turi korėtą struktūrą; ji teužpildo tik labai mažą savo užimamojo tūrio dalį, pro kurią neįveikia praeiti ir greitieji katodiniai spinduliai. Tų pačių spindulių absorbcijos priklausomybė nuo medžiagos tankio šį tą pasako ir apie pačią struktūrą. Daugiau kiekybinio pobūdžio žinių apie pastarąją pirmas yra gavęs Rutherfordas, tyrinėdamas α (He^{++}) dalelių išbarstymą, kai jos eina pro materiją. Pasekus jų išbarstymą spintariskopu, į kurio ekraną sudavusi α dalelė sukelia švystelėjimą, galima surasti, kiek dalelių išbarstoma įvairiomis kryptimis. Pasirodo, kad kampui didėjant, išbarstytų dalelių skaičius mažėja. Pasitaiko dalelių, kurios atsilenkia labai dideliu ($>150^0$) kampu nuo pirminės krypties. α dalelių išbarstymą, be Rutherfordo, tyrė Geigeris, Marsdenas, Chadwickas ir k., norėdami nustatyti, kaip priklauso išbarstytų kai kuriuo kampu dalelių skaičius nuo dalelių greičio, barstančios medžiagos prigimties, sluoksnio storio ir nuo paties stebėjimo kampo. Tyrimai buvo atliekami šiuo būdu. 64 fig. yra vaizduojama Geigerio ir Marsdeno vartoto įtaiso schema. Įtaisą sudarė metalinis (žalvario) vamzdelis *AA*, kurio galai yra uždaryti stiklo plokštelėmis *B* ir *C*. Ties *E* yra plono žėručio uždarytas langelis, pro kurį į vamzdelį įlekia RaC (*R*) spinduliuojamos α dalelės. Ant sukamo skritulio *S* pritvirtinamos įvairaus storio ir medžiagos plonytės plokštelės. Sukant skritulį, kiekviena iš tų plokštelių galima pastatyti prieš langelį; tuomet α dalelės, pralėkusios įšvaitą *D*, praeina pro ją ir, išbarstytos visomis kryptimis, pasiekia fluorescencijos ekranelį *Z*, kur sukelia švystelėjimus; pastarieji sekami žiūronėliu. α dalelių greičiui keisti tarp *R* ir *E* yra įdedamos įvairaus storio žėručio plokštelės. Nustatinėjant išbarstytų įvairiu kampu α dalelių skaičių, ekranėlis su



64 fig.

žiūronu yra taip įtaisomas prieš barstančią plokštelę, kad galima būtų jį pasukti įvairiomis kryptimis.

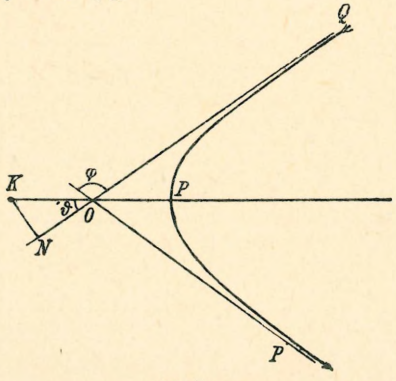
Eksperimentiniais matavimais buvo nustatyta, kad išbarstytų kuria nors kryptim dalelių skaičius yra proporcingas sluoksnio storiui, apytiksliai proporcingas medžiagos atominio svorio kvadratui, atvirkščiai proporcingas dalelių greičio ketvirtajam laipsniui. Be to, šis skaičius priklauso ir nuo barstymo kampo; šią priklausomybę vaizduoja 65 fig. kreivė; čia vienoje ašyje yra sužymėti išbarstymo kampai φ, antroje — išbarstytų dalelių skaičius n. Kreivė rodo, kad barstymo kampui didėjant, dalelių skaičius staigiai mažėja, bet ir esant didesniems už 150^0 kampams, jis nėra lygus nuliui.



65 fig.

α dalelių išbarstymas taip yra aiškinamas. Praeidamos medžiagą α dalelės yra atlenkiamos teigiamai įelektrintų masingų dalelių — barstomųjų centrų. Kadangi išbarstytų tam tikra kryptim α dalelių skaičius didėja, atominiam svoriui didėjant, tai didesnio atominio svorio barstomųjų centrų elektrinio lauko stiprumas, taigi, jų turimų elektros elementarių kiekių skaičius turi būti didesnis. Atlenkiančiam α dalelę centrui priskirsime tiek didelę masę, kad jis visai nejuda. Sakysime, kad jis turi iš viso Z elementarių elektros kiekių, ir kad tarp jo ir α dalelės veikia Coulombo dėsnio nusakoma jėga. Jei nuotolis tarp abiejų yra r, tai toji bus lygi

$$\frac{Ze \cdot 2e}{r^2}$$



66 fig.

nes α dalelė turi iš viso du elementarius elektros kiekius. α dalelės judėjimą barstomojo centro elektriniame lauke galime sugretinti su dangaus kūnų judėjimu traukos jėgų lauke, nes Coulombo dėsnis yra panašus į visuotinės traukos dėsnį. Atlėkusi iš tolį Q kryptimi ir artėdama prie branduolio α dalelė skrieja hiperbole (66 fig.), kurios išoriniame židinyje K yra barstomasis centras, taigi, ji atsilenkia kampu φ; jos judėjimo pradinė ir galinė kryptys sutampa su hiperbolės asimptočių kryptim. Tegu pro „perihelį" P α dalelė skrieja greičiu u, o bendrai jos greitis yra v.

Pažymėsime $KN = p$ ir $KP = d$. Taikindami hiperbolei plotų (arba plotų greičio) dėsnį, kuris sako, kad skriejančios planetos stipino — vektorio nukloti per laiko vienetą plotai yra lygūs, gauname:

$$pv = du \tag{50—1}$$

Kai α dalelė yra taške P, jos potencinė energija yra lygi

$$\frac{Ze \,.\, 2e}{d}$$

taikant energijos tvarumo dėsnį, turima:

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{Ze \,.\, 2e}{d} \tag{50—2}$$

Pažymėję $\frac{Ze \,.\, 2e}{{}^1/_2 mv^2} = b$, lygtį (50—2) galime ir taip išreikšti:

$$u^2 = v^2 \left(1 - \frac{b}{d}\right) \tag{50—3}$$

b reiškia mažiausią nuotolį, iki kokio (vykstant centriniam smūgiui: $p = 0$, išbarstymo kampas 180^0) α dalelė, turėdama greitį v, priartėja prie branduolio. Jei, pvz., spinduliuojama RaC ir skriejanti greičiu $v = 1{,}92.10^9$ cm/sek α dalelė susidaužia su barstomuoju centru, turinčiu $10e$ elektros kiekį, tai tuomet $b = 3{,}7.10^{-12}$ cm; taigi, barstomojo centro stipinas negali būti didesnis už šį dydį.

KO yra hiperbolės židinio nuotolis; OP — jos realioji pusašė. Hiperbolės geometrijoje išvedama, kad

$$d = KO + OP = p \operatorname{cosec} \vartheta + p \operatorname{ctg} \vartheta = p \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} \tag{50—4}$$

Bet iš lygčių (50—1) ir (50—3), gauname:

$$p^2 = d(d - b) \tag{50—5}$$

iš kur

$$b = \frac{d^2 - p^2}{d}$$

arba, įstačius iš (50—4) d reikšmę,

$$b = 2p \operatorname{ctg} \vartheta \tag{50—6}$$

Išbarstymo kampas $\varphi = \pi - 2\vartheta$; ϑ pakeitę φ, iš (50—6) gauname:

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2p}{b} \tag{50—7}$$

tuomet iš (50—4) ir (50—6)

$$d = \frac{b}{2 \operatorname{ctg} \vartheta} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{b \sin \vartheta}{2 \cos \vartheta} \cdot \frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} =$$

$$= \frac{b}{2 \sin \frac{\varphi}{2}} \cdot \left(1 + \sin \frac{\varphi}{2}\right) \tag{50—8}$$

d reiškia mažiausią dalelės nuotolį nuo barstomojo centro, kai ji yra atlenkiama kampu φ.

Eksperimentiniai tyrimai yra paprastai taip atliekami. α spinduliai krinta statmenai į barstomąją plokštelę ir praeidami ją išsibarsto. Už plokštelės sekamos ir skaitomos atlenktos tam tikru φ kampu α dalelės. α dalelė turi praeiti pro didelį barstomųjų centrų spiečių. Jei pastarųjų stipinas yra R, tai α dalelės prabėgamas vidutinis laisvasis kelias l yra lygus (46—2):

$$l = \frac{1}{\pi R^2 n} \qquad (50—9)$$

Čia n yra barstomųjų centrų skaičius 1 cm^3. Kai α dalelė pralekia storio t sluoksnį, tai ji iš viso susidaužia

$$z_1 = \frac{t}{l} = \pi R^2 n t \qquad (50—10)$$

kartų. Nuotolyje p pralekia

$$z = \pi p^2 n t \qquad (50—11)$$

dalelių, o tarp p ir $p+\mathrm{d}p$

$$\mathrm{d}z = 2\pi p n t \,\mathrm{d}p \qquad (50—12)$$

dalelių, arba, išreiškus p per b ir φ,

$$\mathrm{d}z = \frac{\pi}{4} n t b^2 \operatorname{ctg}\frac{\varphi}{2} \cdot \operatorname{cosec}^2\frac{\varphi}{2}\,\mathrm{d}\varphi \qquad (50—13)$$

Taigi, tokia visų α dalelių dalis bus atlenkta kampu tarp φ ir $\varphi+\mathrm{d}\varphi$. Tokiu būdu išbarstytų dalelių skaičius yra proporcingas barstomųjų centrų turimų elementarių elektros kiekių skaičiaus kvadratui — Z^2 $\left(\text{nes } b = \frac{2Ze^2}{{}^1/_2 mv^2}\right)$ ir e^4 ir atvirkščiai proporcingas dalelės greičio ketvirtajam laipsniui (v^4); be to, šis skaičius priklauso ir nuo stebėjimo kampo φ.

Tenka pastebėti, kad eksperimentiniai matavimai visai patvirtino šį α dalelių išbarstymo aiškinimą. 65 fig. pažymėti kryželiais taškai nurodo, koks α dalelių skaičius turėtų būti išbarstytas kampu $\varphi \leqq 150^0$, kai jos eina pro ploną aukso sluoksnį, o rutulėliais pažymėti taškai — kiek jų suskaitoma matuojant. Kaip matome, matavimo duomenys gerai sutampa su skaičiavimo duomenimis. Pagaliau Chadwickas išskaičiavo šiuo būdu vario, sidabro ir platinos barstomųjų centrų elementarių elektros kiekių skaičių ir gavo: 29,3; 46,3 ir 77,4; tuo tarpu pagal periodinę elementų sistemą jie turi būti lygūs: 29; 47 ir 78. Be to, šie matavimai parodė, kad Coulombo dėsnis veikia iki nuotolių, kurie sudaro tik labai mažą atomo dalį. Įvykus centriniam smūgiui (kai α dalelė yra atlenkiama artimu 180^0 kampu), abi dalelės daugiausia suartėja, tuomet $b = \frac{4Ze^2}{mv^2}$; šis dydis ir nurodo barstomojo centro ir dalelės „stipinų sumos“ didžiausią galimą vertę. Ši vertė siekia auksui 3.10^{-12} cm.

α dalelių išbarstymas, joms einant pro materiją, nurodo, kad materija yra sudėta iš teigiamai įelektrintų masingų centrų — atomo branduolių; jų elementarių elektros kiekių skaičius yra apytiksliai proporcingas elemento atominiam svoriui ir lygus elemento atominiam eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje. Be to, α dalelių išbarstymas parodo, kad šiuos atomo branduolius siaučia neigiamai įelektrintos dalelės — elektronai; pastarieji teįveikia tik labai nedaug α spindulius atlenkti.

Tomis žiniomis pasirėmę, Rutherfordas ir Bohras skiria atomui tokią struktūrą. Atomas yra sudėtas iš branduolio, apie kurį spiečiasi elektronai. Branduolys yra įelektrintas teigiamai; atomo numeris periodinėje elementų sistemoje nusako branduolio elementarių elektros kiekių skaičių. Branduolys, kaip ir elektronas, teužima labai mažą viso atomo tūrį; jo skersmuo tesiekia 10^{-12}—10^{-13} cm. Jame yra sukoncentruota veik visa atomo masė. Kadangi visas atomas yra neutralus, tai elektronų skaičius atomo branduolio išorėje turi būti lygus branduolio elektrinių krovinių skaičiui. Bet veikiami elektrostatinių traukos (Coulombo) jėgų, elektronai turėtų nukristi į branduolį. Pusiausvyrai palaikyti elektronai turi skrieti aplink branduolį, kaip, pvz., aplink Saulę skrieja jos planetos. Tokį, *Rutherfordo - Bohro* vardu vadinamą, atomo modelį paskelbė 1913 m. N. Bohras.

Imsime paprasčiausią atomą, pvz., vandenilio arba į jį panašų, kuris yra sudėtas iš branduolio ir vieno elektrono, kuris skrieja aplink branduolį. Šiuo atveju turėsime dviejų kūnų sistemą. Šios sistemos pusiausvyra Bohro atomo teorijoje yra nusakoma dviem sąlygom: mechanine ir kvantine. Mechaninė sąlyga reikalauja, kad *sistemos išcentrinė jėga būtų lygi veikiančiai tarp branduolio ir skriejančio aplink jį elektrono Coulombo jėgai.*

Jei elektronas skrieja aplink branduolį apskritimu, kurio stipinas yra lygus r, ir jo greitis yra lygus v, tai mechaninę sąlygą galima taip parašyti:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \qquad (51—1)$$

Čia m yra elektrono masė, e — elektrono bei branduolio elektros kiekis.

Kvantinė sąlyga, kurią Bohras postulavo ir kurią tik vėliau de Broglie teoriškai išvedė (§41), reikalauja, kad *judėjimo kiekio* (arba impulso) *momentas* (sistemos inercijos momento ir kampinio greičio sandauga — analogiškai judėjimo kiekiui — masės ir greičio sandaugai), *dažnai dar vadinamas mechaniniu momentu, būtų kartotinis dydžiui* $\frac{h}{2\pi}$ taigi,

$$mvr = mr^2\omega = n \cdot \frac{h}{2\pi} \qquad (51—2)$$

Čia ω yra elektrono kampinis greitis, n — sveikasis skaičius, $n = 1, 2, 3 \ldots$

Jį vadiname *pamatiniu kvantų skaičiumi.* Padalinę (51—1) iš (51—2), gausime:

$$v = \frac{2\pi e^2}{h} \cdot \frac{1}{n} \qquad (51—3)$$

Istatę į lygtį (52—2) v reikšmę, turėsime:

$$r = \frac{n^2h^2}{4\pi^2me^2} \qquad (51—4)$$

$$\omega = \frac{8\pi^3me^4}{n^3h^3} \qquad (51—5a)$$

ir elektrono apsisukimo aplink branduolį dažnumas

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{n^3h^3}{4\pi^2me^4} \qquad (51—5)$$

Tokiu būdu, *elektronas gali skrieti aplink branduolį ne visais mechaniškai leidžiamais apskritimais, bet tik tam tikrais, kvantų sąlygos nusakomais, kurių stipinai santykiuoja, kaip pamatinio kvantų skaičiaus kvadratai:*

$$r_1 : r_2 : r_3 \ldots = 1^2 : 2^2 : 3^2 \ldots \qquad (51—6)$$

Jei imsime vandenilio atomą, tai pirmojo Bohro apskritimo stipinas ($n=1$) yra lygus:

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2me^2} = \frac{(6{,}607.10^{-27})^2}{4\pi^2 9.10^{-28}\,(4{,}80.10^{-10})^2} (=)\ 0{,}53.10^{-8}\ \text{cm}$$

elektrono greitis skriejant pirmuoju apskritimu

$$v_1 = \frac{2\pi e^2}{h} = \frac{2\pi(4{,}80.10^{-10})^2}{6{,}607.10^{-27}} (=)\ 2{,}2.10^8\ \text{cm/sek}$$

ir santykis elektrono greičio v_1 su šviesos greičiu $c=3.10^{10}$ cm/sek

$$\alpha = \frac{v_1}{c} = \frac{2\pi e^2}{ch} = \frac{2\pi(4{,}80.10^{-10})^2}{3.10^{10}.6{,}607.10^{-27}} (=)\ 7{,}28.10^{-3} \qquad (51—7)$$

α, kaip matysime vėliau, yra svarbus dydis spektro linijų feinstruktūrai nusakyti.

Elektrono visą energiją E taip surasime. Ji yra lygi potencinės energijos E_p ir kinetinės E sumai, taigi,

$$E = E_p + E_k$$

Elektrono potencinė energija yra lygi:

$$E_p = -\frac{e^2}{r} = -\frac{4\pi^2me^4}{n^2h^2} \qquad (51—8)$$

neigiamas ženklas nurodo tai, kad elektroną ir branduolį veikia traukos jėga. Skriejančio aplink branduolį elektrono kinetinė energija yra lygi:

$$E_k = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{2\pi^2 me^4}{n^2h^2} \qquad (51—9)$$

Visa energija

$$E = E_p + E_k = -\frac{4\pi^2 me^4}{n^2h^2} + \frac{2\pi^2 me^4}{n^2h^2} =$$

$$= -\frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad (51—10)$$

Energijos neigiamas ženklas nurodo tai, kad energija, kai elektronas skrieja labai didelio kvantų skaičiaus ($n=\infty$) apskritimu, bus lygi nuliui. Algebraiškai mažiausią energijos vertę turime tuomet, kai elektronas skrieja pirmuoju ($n=1$) apskritimu; skriejant elektronui vis tolimesniu, didesnio kvantų skaičiaus apskritimu, energija didėja. Taigi, norint elektroną perkelti iš artimesnio branduoliui, mažesnio kvantų skaičiaus, apskritimo, arba, bendriau sakant, orbitos į tolimesnę, didesnio kvantų skaičiaus orbitą, reikia atomui suteikti energijos; ir atvirkščiai, kai elektronas peršoka iš tolimesnės orbitos į artimesnę branduolui orbitą, atomas atiduoda energiją. Kadangi apskritai sistema yra stabiliausia, kai jos energija yra mažiausia, tai ir atomas yra stabiliausias, kai elektronas yra pirmoje orbitoje. Tokią atomo būseną vadiname *normalia*. Šioje būsenoje atomas yra nesužadintas, o kitose busenose, kai $n>1$, atomas yra sužadintas.

Be stacionarinių orbitų aksiomos, Bohro atomo teorija remiasi dar antra, vadinamąja *dažnumų aksioma*, kuri tvirtina, kad *elektronui skriejant orbita atomas nespinduliuoja; bet tik kai elektronas peršoka iš vienos orbitos į kitą, atomas išspinduliuoja bei absorbuoja energiją kvantais* $h\nu$, *kur* ν *yra atomo spindudiuojamos arba absorbuojamos šviesos dažnumas;* kai atomo pradinė energija yra E_p, o galinė E_g, tai

$$E_p - E_g = h\nu \qquad (51—11)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Bohro dažnumų aksiomą.

Kai elektronas peršoka iš n kvantų skaičiaus orbitos į n_1 kvantų skaičiaus orbitą, tai, įstatę į (51—11) energijos reikšmę, gausime:

$$h\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (51—12)$$

Taigi, atomo išspinduliuotos (arba absorbuotos) spektro linijos dažnumas

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (51—13)$$

ir jos bangų skaičius

$$\nu_0 = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (51—14)$$

Pažymėsime konstantą

$$\frac{2\pi^2 me^4}{ch^3} = R \qquad (51—15)$$

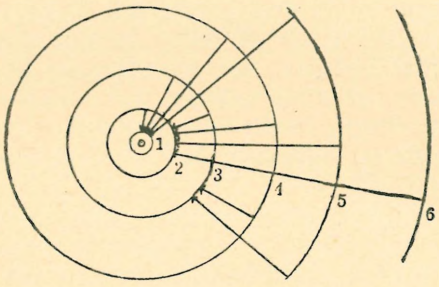
ji yra tapatinga su Rydbergo konstanta (15—3); tuomet, pažymėję branduolio elektros kiekį e_1, ν_0 galime taip išreikšti:

$$\nu_0 = R\left(\frac{e_1^2}{e^2}\right)\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (51—16)$$

Santykis $e_1/e = Z$ yra lygus elemento eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje; vandenilio atomui $Z=1$, tuomet jo spinduliuojamų linijų bangų skaičius bus taip išreikštas:

$$\nu_0 = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (51—17)$$

Tai yra mums jau žinoma Balmerio formula, kuri nusako vandenilio atomo spektro linijų serijas. 67 fig. grafiškai vaizduoja pirmąsias vandenilio atomo orbitas (apskritimus); strėlos nurodo, kaip šoka elektronas. Kai elektronas peršoka iš tolimesnių orbitų į pamatinę orbitą ($n_1 = 1$), tai esti išspinduliuojamos *Lymano* serijos spektro linijos; šokant elektronui iš tolimesnių į antrąją (n=2) orbitą, yra spinduliuojamos *Balmerio* serijos linijos, o šokant į trečiąją (n=3) — *Pascheno* serijos spektro linijos.



67 fig.

Kitų į vandenilį panašių atomų, k. a. He^+ Li^{++} ir pan., spektro linijų serijos yra nusakomos tokia formula:

$$\nu_0 = RZ^2\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right] \qquad (51—18)$$

Taip, pvz., jonizuoto helio (He^+) spektro linijų seriją išreiškia ši formula:

$$\nu_0 = 4R\left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right] \qquad (51—19)$$

Taigi, vandenilio Bohro atomo teorija įveikė išaiškinti teoriškai Balmerio spektrinę formulą (15—4). Tai buvo didelis ramstis Bohro atomo teorijai. Be to, ši teorija suteikė fizinę prasmę spektrinės formulos termams. Pagal ją, atomas gali turėti tam tikrą energijos kiekį, kuris priklauso nuo to, kokia kvantų skaičiaus orbita skrieja elektronas aplink branduolį; kitaip sakant, atomo energija priklauso nuo jo kvantinės būsenos; kvantų skaičiui didėjant, atomo energija didėja. Kai atomo elektronas peršoka iš vienos orbitos į kitą, tai atomo energija pakinta; taigi, pakinta jo energetinė arba kvantinė būsena. Atomo spinduliuojama energija yra lygi jo pradinės ir galinės energijų, taigi, dviejų narių — termų

skirtumui. Tokiu būdu, spektro linijų termai nusako atomo energetinę būseną, taigi, jo energiją. Spektro tyrimų tikslas yra surasti spektro linijų termus, o, pastaruosius žinant, ir galimas atomo energetines būsenas.

Elektronui skriejant aplink branduolį, šis lieka nejudamas tik tuomet, kai jo masė yra labai didelė palyginti su elektrono mase. Tačiau iš tikrųjų taip nėra. Vandenilio atomo branduolio masė yra tik 1838 kartus didesnė už elektrono masę. Tuomet elektronas ir branduolys, sudarydami bendrą sistemą, skrieja vienodu kampinių greičiu aplink šios sistemos bendrą masės (arba svorio) centrą priešingomis kryptimis. Jų nuotolis nuo šio svorio centro yra nusakomas šia lygtim:

$$rm = r_1 M \qquad (51-19)$$

Čia M yra branduolio masė, r_1 — jo nuotolis nuo sistemos masės centro. Ir šiuo atveju tinka visos ankščiau išvestos lygtys, tik elektrono masę m reikia pakeisti *sudėtine* arba *redukuota* mase μ, kuri taip išreiškiama:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M} \quad \text{arba} \quad \mu = \frac{mM}{M+m} \qquad (51-20)$$

Tuomet energiją tenka išreikšti taip:

$$E = -\frac{2\pi^2 e^4 \mu}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad (51-21)$$

o R taip:

$$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{ch^3} = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3\left(1+\frac{m}{M}\right)} = \frac{R_\infty}{1+\frac{m}{M}} \qquad (51-22)$$

kur $R_\infty = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3}$ yra Rydbergo konstantos vertė, kai branduolio masė laikoma esanti nejudama. Taigi priimant, kad branduolys taip pat juda, Rydbergo konstanta sumažėja $\left(1+\frac{m}{M}\right)$ kartų. Mažiausią vertę turi vandenilio atomo Rydbergo konstanta R_H; ji yra lygi:

$$R_H = \frac{R_\infty}{1+\frac{m}{m_H}} \qquad (51-23)$$

kur m_H yra protono (vandenilio atomo branduolio) masė. He^+ konstanta R_{He} yra lygi:

$$R_{He} = \frac{R_\infty}{1+\frac{m}{m_{He}}} = \frac{R_H}{1+\frac{m}{4m_H}} \qquad (51-24)$$

Atomo atominiam svoriui didėjant, konstantos R vertė didėja ir artėja prie R_∞.

§ 52. Bendroji kvantų sąlyga

Bohro atomo teorijos kvantų sąlyga reikalauja, kad elektrono mechaninis momentas būtų kartotinis $\frac{h}{2\pi}$, taigi, kad (51–2)

$$mvr = n\frac{h}{2\pi}, \text{ kur } n = 1,2,3\ldots \text{ (sveikas skaičius)} \quad (52—1)$$

Šią kvantų sąlygą galime bendriau išreikšti. Pažymėsime judėjimo kiekį $mv = p$, o elektrono kelio elementą ds, tuomet lygtį (52–1) galime taip parašyti:

$$\int_{(c)} p\,ds = nh \quad (52—2)$$

Ši vienintelė sąlyga nusako elektrono stacionarines orbitas.

Aplamai materialaus masės m taško arba taškų sistemos judėjimą nusako jo vietos koordinatos q_k ($k = 1, 2\ldots k$) ir greitis $\frac{dq_k}{dt}$ $\left(\frac{dq_k}{dt}\right.$ yra q_k išvestinė laiko atžvilgiu). Koordinatas q_k ir $\frac{dq_k}{dt}$ paprastai vadiname *bendromis* taško (arba sistemos) *koordinatomis*. Greičio koordinatos $\frac{dq_k}{dt}$ dažniausiai pakeičiamos sujungtaisiais momentais p_k, kurie išreiškiami taip:

$$p_k = \frac{\partial E_k}{\partial\left(\frac{dq_k}{dt}\right)} \quad (52—3)$$

kur E_k yra taško arba sistemos kinetinė energija. Taip, pvz., stačiakampėje koordinatų sistemoje, kai taško koordinatos yra $q_1 = x$; $q_2 = y$ ir $q_3 = z$, jo kinetinė energija yra lygi:

$$E_k = \tfrac{1}{2}mv^2 = \tfrac{1}{2}m\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2\right] \quad (52—4)$$

ir sujungtieji momentai yra lygūs:

$$p_x = m\frac{dx}{dt};\quad p_y = m\frac{dy}{dt};\quad p_z = m\frac{dz}{dt} \quad (52—5)$$

Taigi, apskritai materialaus taško arba taškų sistemos judėjimą nusako koordinatos q_k ir p_k ($k = 1, 2\ldots k$).

Kai taškas arba sistema juda periodiškai, tai kvantų sąlyga išreiškiama taip:

$$\int_{(c)} p_k\,dq_k = n_k h \quad (52—6)$$

Čia integralas imamas visam q_k periodui; n_k yra sveikasis skaičius ($n_k = 1, 2, 3\ldots$). Nesigilindami į šios formulos tikrąją mechaninę reikšmę, tiek tik tepastebėsime, kad joje yra sutelkta tiek kvantinių sąlygų, kiek iš viso yra nepriklausomų kintamųjų (arba parametrų), ir kad ji nusako visas stacionarines orbitas; pastarosios sudaro diskretišką visetą, pareinančią nuo kvantų skaičiaus n_k.

Šią kvantų sąlygą pritaikysime paprasčiausioms sistemoms: linijiniam osciliatoriui ir rotatoriui.

Linijinį osciliatorių sudaro masės m materialus taškas, kuris svyruoja tiese apie pastovų tašką — koordinatų sistemos pradžią. Taškas svyruoja x ašyje. Jis yra pririštas prie koordinatų pradžios taško jėga, proporcinga jo elongacijai x. Kai svyravimo dažnumas yra ν, amplituda A, elongacija laiku t — x, tai (1—4)

$$x = A \sin 2\pi\nu t \tag{52—7}$$

taško greitis kalbamu akimirksniu

$$v = \frac{dx}{dt} = 2\pi\nu A \cos 2\pi\nu t \tag{52—8}$$

Osciliatoriaus kinėtinė energija $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, jo vietos koordinatos sujungtas momentas $p_x = \frac{\partial E_k}{\partial v} = mv$ yra lygus jo judėjimo kiekiui. Kvantų sąlyga bus reiškiama taip:

$$\int_{(c)} p_x \, dx = \int_0^\tau mv^2 dt = 4\pi^2\nu^2 A^2 m \int_0^\tau \cos^2 2\pi\nu t \, dt =$$

$$= 2\pi^2\nu A^2 m = nh \tag{52—9}$$

kur n yra sveikasis skaičius ($n = 1, 2, 3 \ldots$). Visa sistemos energija E, kuri judėjimo metu pasilieka pastovi, yra lygi jos kinetinei energijai, kai osciliatorius eina pro pusiausvyros tašką:

$$E = \left(\frac{mv^2}{2}\right) \text{did} = 2\pi^2\nu^2 A^2 m = nh\nu \tag{52—10}$$

Tokiu būdu, linijinio osciliatoriaus, kai jis yra stacionarinėje būsenoje, energija yra kartotinė elementariam energijos kvantui $h\nu$. Tokią mintį, kaip jau kalbėjome, paskelbė M. Planckas, teoriškai aiškindamas energijos padalinimą spektre. Taigi, ši Sommerfeldo išvesta taisyklė kvantuoti visiškai susiderina su hipoteze, iš kurios vėliau išsilukšteno kvantų teorija.

Dabar imsime antrą vieno kintamojo mechaninę sistemą — pastovios ašies rotatorių, t. y. besisukantį aplink pastovią ašį tašką arba kūną. Jo kampinis sukimosi greitis ω yra visą laiką pastovus. Rotatoriaus vietą bet kuriuo laiku nusako kampas φ, kuriuo jis pasisuko, išėjęs iš savo pradinės vietos. Judėjimo periodą čia atitinka apsisukimas kampu 2π. Šiuo atveju judėjimą nusakys ši lygtis:

$$\varphi = \omega t \tag{52—11}$$

Jei kūno inercijos momentą sukimosi ašiai pažymėsime I, tai jo kinėtinė energija $E_k = I\omega^2/2$ ir sujungtasis momentas $p = p_\varphi = I\omega$. Šiuo atveju Sommerfeldo integralas

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = \int_0^{2\pi} I\omega d\varphi = 2\pi I\omega = 2\pi p \tag{52—12}$$

Kvantų sąlygą teks taip parašyti:

$$2\pi p = 2\pi I\omega = nh \qquad (52—13)$$

Ji reiškia: judėjimo kiekio arba impulso momentas $I\omega$ sukimosi ašiai yra kartotinis $h/2\pi$. Šią kvantų sąlygą taikėme, nagrinėdami vandenilio atomą (51—2).

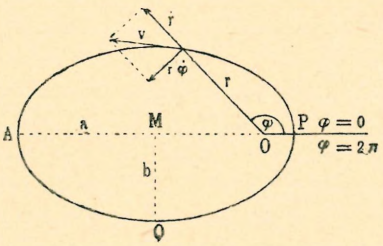
Rotatoriaus potencinė energija yra pastovi; jo kinetinė energija yra lygi $E_k = {}^1/_2 I\omega^2$; įstatę ω reikšmę iš lygties (52—13), gausime:

$$E_k = \frac{n^2h^2}{8\pi^2 I} \qquad (52—14)$$

Taigi, rotatoriaus energija taip pat yra kvantuojama. Taip yra, pvz., kvantuojama molekulų (§ 96) sukimosi (rotacijos) energija. Pereidama iš vienos kvantinės būsenos į kitą, molekula spinduliuoja juostų spektrą.

§ 53. Eliptinės orbitos

Bohro atomo teorija tiksliai nusako spektro linijų bangų skaičių. Bet spektro linijos turi feinstruktūrą — jos yra sudėtos iš atskirų smulkesnių linijų. To Bohro atomo teorija nenumato. Sommerfeldas, norėdamas teoriją suderinti su spektrų tyrimo rezultatais, atomo teoriją praplėtė šia kryptim. Jis tvirtina, kad elektronas skrieja aplink branduolį elipsiu, kurio viename židinyje yra pats branduolys. Šiuo atveju elektrono vietą reikės nusakyti dviem, pvz., polinėm koordinatom: stipinu — vektoriu r, išvestu iš židinio, kuriame yra branduolys, ir kampu φ, kurį šis stipinas — vektoris sudaro su pastovia kryptim — poline ašim (68 fig.). Taigi, čia turėsime dviejų kintamųjų (arba parametrų) r ir φ problemą. Nustatysime kvantų sąlygas kiekvienam kintamajam atskirai. Elektrono kinetinė ir potencinė energija E_k ir E_p bus šiaip išreiškiamos:



68 fig.

$$E_k = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\right] \qquad (53-1)$$

ir

$$E_p = -\frac{Ze^2}{r} \qquad (53—2)$$

Čia Z yra atomo eilės numeris, Ze — jo branduolio elektros krovinys. r ir φ sujungtieji momentai p_r ir p_φ yra lygūs:

$$p_r = m\frac{dr}{dt} \quad \text{ir} \quad p_\varphi = mr^2\frac{d\varphi}{dt} \qquad (53—3)$$

Stipino — vektorio nuklotas per laiką dt plotas dS taip išreiškiamas:

$$dS = \frac{1}{2} r^2 d\varphi$$

Taigi,

$$p_\varphi = 2m \frac{dS}{dt} \qquad (53\text{–}4)$$

Kadangi stipino-vektorio nukloti per vienodus laikus plotai yra lygūs, tai $p_\varphi = p = \text{const}$. Visą elipsio plotą $S = \pi ab$, kur a ir b yra elipsio pusašės, stipinas-vektoris nukloja per periodą τ, taigi,

$$p = 2m \frac{S}{\tau} \qquad (53\text{—}5)$$

$1/\tau$ reiškia dažnumą; jį pažymėsime ν; tuomet gauname:

$$\nu = \frac{p}{2\pi mab} \qquad (53\text{–}6)$$

Elektrono eliptinė orbita nusakoma tokia lygtym:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cos\varphi}{a(1 - \varepsilon^2)} \qquad (53\text{—}7)$$

Čia ε yra elipsio skaitinis ekscentriškumas $\left(1 - \varepsilon^2 = \frac{b^2}{a^2}\right)$

Visa sistemos energija E judėjimo metu pasilieka pastovi. Bet kuriuo momentu ji yra lygi:

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\right] - \frac{Ze^2}{r} \qquad (53\text{—}8)$$

o įstačius reikšmę p,

$$E = \frac{1}{2} m \left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(\frac{p^2}{m^2 r^2}\right)\right] - \frac{Ze^2}{r} \qquad (53\text{—}9)$$

Į šią lygtį galime įstatyti duodamą elipsio lygties (53—7) $\frac{1}{r}$ reikšmę; suradę reikšmes perihelyje $\left(\frac{dr}{dt} = 0;\ \varphi = 0\right)$ ir afelyje $\left(\frac{dr}{dt} = 0$ ir $\varphi = \pi\right)$, gauname dvi lygtis, iš kurių surandame p ir E reikšmes:

$$p^2 = Ze^2 ma(1 - \varepsilon^2) \qquad (53\text{—}10)$$

ir

$$E = -\frac{Ze^2}{2a} \qquad (53\text{–}11)$$

Tuomet dažnumą ν galime taip išreikšti:

$$\nu^2 = \frac{Ze^2}{4\pi^2 ma^3} \qquad (53\text{—}12)$$

Iš lygčių (53—11) ir (53—12) gauname:

$$-\frac{E^3}{\nu^2} = \frac{1}{2}\pi^2 mZ^2e^4 \qquad (53—13)$$

Kaip matyti, energija ir dažnumas priklauso tik nuo elipsio didžiosios pusašės a, bet visai nepriklauso nuo jo formos. O santykis $\frac{E^3}{\nu^2}$ visų eliptinių orbitų yra toks pat.

Be klasinės mechanikos sąlygų, tenka sistemai taikyti ir kvantinę, kuri, pagal Sommerfeldo taisyklę kvantuoti (52—6), yra reiškiama taip:

$$\int_{(c)} p_r dr = n_r h$$

ir (53—14)

$$\int_{(c)} p_\varphi d\varphi = n_\varphi h$$

Čia n_r ir n_φ yra sveikieji skaičiai, vadinami *šalutiniais kvantų skaičiais:* n_r — *stipininis,* o n_φ — *azimutinis* arba, paprastai, *šalutinis.* Jų suma yra lygi pamatiniam kvantų skaičiui n; $n = n_r + n_\varphi$. r ir φ periodą atitinka visas eliptinės orbitos apibėgis, taigi, šie cikliniai integralai reikia integruoti $0 — 2\pi$ ribose. Kadangi $p_\varphi = p = \text{const.}$, tai

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = 2\pi p = n_\varphi h \qquad (53—15)$$

Pirmąjį integralą suintegravus*), gaunama tokia lygtis:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1 = \frac{n_r}{n_\varphi} \qquad (53—16)$$

arba, kadangi $n_\varphi + n_r = n$,

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{b^2}{a^2} = \frac{n_\varphi^2}{n^2} \qquad (53—17)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad eliptinės orbitos forma priklauso nuo kvantų skaičių n_φ ir n; ir bet kurios jų vertės nusako geometriškai ir mechaniškai stabilią orbitą. Tokiu būdu gauname dvilypę diskretinių stacionarinių orbitų įvairenybę.

Galima laukti, kad bet kurią pastovią pamatinio kvanto skaičiaus vertę n atitiks daug šalutinio kvantų skaičiaus verčių n_φ, tačiau pagal lygtį (53—17), n_φ, tegali būti mažesnis už n arba jam lygus.

---

*) Smulkų to integralo skaičiavimą galima rasti Sommerfeldo knygoje „Atombau und Spektrallinien", 4 laida 1924 m. pp. 125 ir 773.

Pagaliau lieka surasti eliptinės orbitos geometrinių elementų kvantuotus dydžius, pvz., jos pusašes, ir beskriejančio elektrono energijos dydį. Iš lygčių (53—10), (53—15) ir (53—17) gauname, kad

$$a = \frac{n^2h^2}{4\pi^2mZe^2} \qquad (53—18)$$

o iš lygties (53—11) išeina:

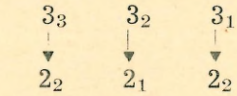
$$E = -\frac{2\pi^2mZ^2e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \qquad (53—19)$$

Taigi, energija bei elipsio didžiosios pusašės ilgis priklauso tik nuo pamatinio kvanto skaičiaus n. Čia tik dar tenka pastebėti štai kas. Eliptinių orbitų atveją nagrinėdami sakėme, kad branduolys yra viename elipsio židinyje nejudamas. Bet tai yra tik tuomet, kol branduolio masė yra be galo didelė palyginti su elektrono mase m. Tačiau taip nėra. Todėl abu, elektronas ir branduolys, skrieja skirtingomis orbitomis aplink sistemos bendrąjį masės (arba svorio) centrą. Bet gautąsias čia išvadas galima taikyti ir kalbamam atvejui, tik elektrono masę m reikia pakeisti sudėtine arba redukuota mase μ (51—20).

Eliptinės orbitos forma priklauso ne tik nuo pamatinio n, bet ir nuo šalutinio kvantų skaičiaus n_φ (53—17). Taigi, yra galimi keli skirtingo ekscentriškumo elipsiai, nes paimtą kurią pamatinio kvantų skaičiaus vertę n atitinka šios skirtingos šalutinio kvantų skaičiaus vertės: n, $n-1$, $n-2$,...2, 1, taip, pvz., kai $n=3$, tai n_φ gali būti lygus 3, 2 ir 1. Tačiau jų visų didžioji ašis turi tą patį ilgį ir elektrono energija yra vienoda. Galimos elektrono orbitos paprastai skirstomos pagal jų kvantų skaičius ir žymimos simboliu n_{n_φ} arba n_l. Taip, pamatinį kvantų skaičių 3 atitiks tokios orbitos: 3_3, 3_2 ir 3_1. Pirmoji iš jų ($n_r=0$) yra apskritimas, nes jei $n_r=0$, tai ir $p_r=0$, taigi $r=\text{const}$; toliau eina iš eilės vis didėjančio ekscentriškumo elipsiai; pagaliau, kai $n_\varphi=0$, elipsis virsta židinio ašimi. Bet tokia orbita skriedamas elektronas turėtų susidaužti su branduoliu, kas, atrodo, fiziškai negalima. Todėl, pagal Bohro teoriją, n_φ negali būti lygus nuliui. Bangų mechanikoje azimutiniu arba šalutiniu kvantų skaičiumi imamas $l=n_\varphi-1$, $l=0$, 1, 2, 3... Tuomet n_φ gali turėti mažiausią vertę $n_\varphi=1$, taigi, $n_\varphi=0$ yra uždraustas.

Kaip jau minėjome, ir eliptinių orbitų atveju elektrono energija tepriklauso tik nuo pamatinio kvantų skaičiaus n. Taigi, ir šiuo atveju tinka apibendrintoji Balmerio formula (51—18), lygiai taip pat galioja vandenilio spektro teorija, teigianti, kad spektro linija spinduliuojama kintant atomo kvantinei būsenai, kurią nusako pamatinis kvantų skaičius n. Tik eliptinių orbitų atveju pamatinio kvantų skaičiaus kitimas gali vykti keleriopu būdu, taigi, griežtai nusakyta linija gali būti spinduliuojama įvairiais būdais. Taip, Balmerio serijos vandenilio linija H_α ($\lambda=6562{,}8$A) spinduliuojama kintant pamatiniam kvantų skaičiui iš 3 į 2. Šis kitimas gali vykti šešeriopai, pagal galimus skirtingus derinius tarp orbitų 3_3, 3_2, 3_1 ir 2_2 ir 2_1. Tačiau *„atrankos"* taisyklė sumažina šį kitimų skaičių; ji tvirtina, kad iš visų galimų kitimų tėra leistini tik tieji, kai šalutinis

kvantų skaičius pakinta ± 1; visi kiti kitimai yra normaliose sąlygose uždrausti. Minėtame pavyzdyje tėra leistini tik šie 3 kitimai:



Taigi, ir linija H_α gali būti išspinduliuota tik trejopu būdu, vietoje šešeriopo. Taigi, atrodo, kad šalutinis (arba azimutinis) kvantų skaičius n_φ, neįeinąs į galinę energijos formulą (53—19), bendrai teorijoje teturi tik grynai formalinę reikšmę. Jį įvedus, didėja tik spektro linijos spinduliavimo būdų skaičius, tačiau spektro linijų skaičius nepakinta. Šiaip vandenilio (ir į jį panašių) Bohro atomų teoriją praplėtus, atrodo, nebeįnešama nieko naujo į spektro linijų aiškinimą. Tai nurodo, kad Sommerfeldo taisyklė kvantuoti nėra visai griežta, kad ją reikia dar griežčiau precizuoti.

§ 54. Spektro linijų feinstruktūra

Pats Sommerfeldas parodė, kad ir paliekant tokią taisyklę kvantuoti, šalutinis kvantų skaičius turi didelės realios reikšmės, nes, jį įvedus, pavyko teoriškai išaiškinti spektro linijų feinstruktūros kilmę.

Kalbėdami apie spektrus (§ 17), minėjome, kad veik visos spektro linijos yra sudėtos iš atskirų linijų — komponentų, kurios yra labai arti kita prie kitos, tačiau kurias pajėgia išskirti didesnės skiriamosios galios spektrografai. Nuotoliai tarp komponentų yra labai maži; jie siekia dešimtąsias arba šimtąsias angstremo dalis. Taip, vandenilio atomo spektre feinstruktūros komponentų nuotoliai yra lygūs kelioms šimtosioms, jonizuoto helio — kelioms dešimtosioms angstremo dalims.

Eliptinių orbitų klausimą nagrinėdami, iki šiol taikėme pamatinius klasinės (Newtono) mechanikos dėsnius, derindami juos su kvantų sąlygomis. Bet ši mechanika griežtai galioja tol, kol greičiai yra maži palyginti su šviesos greičiu. Beskriejančių orbita elektronų greitis, kaip jau kalbėjome (§ 51), siekia 10^8 cm/sek, taigi, jis yra jau artimas šviesos greičiui. Tokiais atvejais tenka jau taikinti reliatyvumo teorijos dėsnius. Nenagrinėdami to klausimo plačiau*), čia patieksime tik kai kurias svarbesnes, gaunamas reliatyvumo pataisą įvedus, išvadas.

Kai elektronas juda greičiu v, tai jo masė m yra lygi (27—1):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \qquad (54—1)$$

Čia m_0 yra nejudamo elektrono masė, c — šviesos greitis. Tokią masę turime imti ir išreikšdami sujungtus momentus p_r ir p_φ. Todėl pasikei-

*) Smulkų šio klausimo nagrinėjimą galima rasti A. Sommerfeldo „Atombau und Spektrallinien", 4 laida, 1924 m. pusl. 408—427.

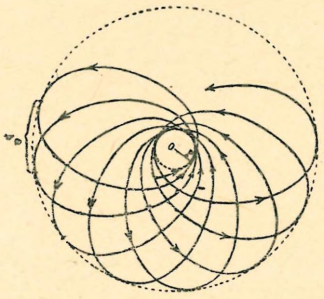
čia ir elektrono orbitos forma. Šiuo atveju elektrono orbitos lygtis polinėje koordinatų sistemoje išreiškiama taip:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cos \gamma\varphi}{a\,(1 - \varepsilon^2)} \qquad (54—2)$$

Naujai atsiradęs faktorius γ yra lygus:

$$\gamma^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4}{c^2 p^2} \qquad (54-3)$$

Taigi, γ vertė yra arti vieneto, vadinasi, orbita yra artima (Keplerio) elipsiui, stebint ją trumpą laiką. Bėgant elektronui šiuo lyg ir elipsiu, kai kampas φ didėja nuo 0 iki 2π, perihelis taip pat pasisuka apie branduolį nedideliu kampu $2\pi\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right)$; tokiu būdu visa orbita įgauna „rozetės" formą, kokią vaizduoja 69 fig. Tokią „rozetę" gauname, kai elipsio didžioji ašis sukasi apie židinį, kuriame yra branduolys, nedideliu pastoviu kampiniu greičiu.



69 fig.

Bendrame judėjime pasireiškia dvigubas periodiškumas: elektronas periodiškai skrieja šia lyg ir eleptine orbita, o jos didžioji ašis periodiškai sukasi apie branduolį. Šiuo atveju sistemos periodiškumų skaičius yra lygus parametrų skaičiui, tuo tarpu anksčiau kalbėtų eliptinių orbitų atveju tokiam pat parametrų skaičiui teturėjome tik vieną periodiškumą. Dviejų arba daugelio periodiškumų mechaninę problemą teoriškai sprendžiant, yra labai svarbu žinoti periodiškumų ir parametrų skaičius. Kai sistemos periodiškumų skaičius yra mažesnis už parametrų skaičių, tai sakoma, kad tokia sistema yra „išsigimusi" (degeneruota). Ir tik šios rūšies sistemoms Sommerfeldo taisyklė kvantuoti nebetinka. Visais kitais atvejais, kai sistemos nėra išsigimusios, ji visiškai gerai tinka.

Mūsų kalbamu atveju azimutinių kvantų sąlyga nepakinta; taigi, ji išreiškiama taip (53—15):

$$2\pi p = n_\varphi h \qquad (54—4)$$

Tačiau antroji, stipininių kvantų, sąlyga (53—16) pakinta taip:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1 = \frac{n_r}{\gamma n_\varphi} \qquad (54—5)$$

Ji gali būti ir taip išreiškta:

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\varphi^2 - \alpha^2 Z^2}{(n_r + \sqrt{n_\varphi^2 - \alpha^2 Z^2})^2} \qquad (54—6)$$

Čia α yra feinstruktūros konstanta (51—7). Šiuo atveju energija išreiškiama daug sudėtingiau, ir būtent, šiaip:

$$1 + \frac{E}{m_0 c^2} = \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n_r + \sqrt{n_\varphi^2 - \alpha^2 Z^2})^2} \right\}^{-1/2} \qquad (54—7)$$

Išsprendus šią lygtį ir gautąją E reikšmę išskleidus eilutėn pagal didėjantį laipsnį α, gaunamas toks pirmasis eilutės narys:

$$E = -\frac{2\pi^2 m_0 Z^2 e^4}{h^2} \frac{1}{(n_\varphi + n_r)^2} \qquad (54—8)$$

Jis, kaip matyti palyginus su (53—19), išreiškia sistemos energiją, skaičiuojant ją klasinės mechanikos būdais. Paėmus Rydbergo konstantą R (su m_0 vietoje m), energiją galima pakeisti atitinkamu spektriniu termu pagal lygtį:

$$\nu_0 = -\frac{E}{ch} = -RZ^2 \frac{1}{(n_\varphi + n_r)^2} \qquad (54—9)$$

Taikant reliatyvumo teorijos pataisą, tik pirmuoju eilutės nariu tenkintis nebegalima, reikia imti bent du pirmuosius narius. Tuomet gaunama:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{Z^2}{(n_\varphi + n_r)^2} + \frac{\alpha^2 Z^4}{(n_\varphi + n_r)^4} \left(\frac{1}{4} + \frac{n_r}{n_\varphi} \right) \qquad (54—10)$$

Vandenilio atomui $Z=1$. Įvedę pamatinį kvantų skaičių $n = n_r + n_\varphi$, vandenilio atomo termus galėsime taip išreikšti:

$$\frac{\nu_0}{R} = \frac{1}{n^2} + \frac{\alpha^2}{n^4} \left(\frac{n}{n_\varphi} - \frac{3}{4} \right) \qquad (54—11)$$

Tokiu būdu šiuo atveju energija ir spektriniai termai priklauso ne tik nuo pamatinio kvantų skaičiaus n, bet ir nuo šalutinio n_φ. Elektronui šokant iš orbitų, turinčių tokį pat pamatinį kvantų skaičių, bet *skirtingą* šalutinį, į bet kurią kitą orbitą, energija pasikeičia skirtingu dydžiu, taigi spinduliuojamos linijos turi skirtingus dažnumus bei bangų skaičius; spektro linijos bus sudėtos iš eilės linijų, taigi, turės savo *feinstruktūrą*. Kai pamatinis kvantų skaičius $n=1$, n_φ turi tik vieną vienintelę vertę, $n_\varphi = 1$. Šiuo atveju teturėsime tik vieną vienitelę orbitą 1_1. Atitinkąs spektrinis termas, vadinamas *pamatinis*, yra vienlypis; jis skiriasi nuo Bohro termo tik nedideliu dydžiu $\frac{\alpha^2}{4}$. Kai $n=2$, $n_\varphi = 2,\ 1$; šiuo atveju $\frac{\nu_0}{R}$ turi dvi skirtingas vertes; taigi atitinkąs pamatinį kvantų skaičių $n=2$ spektrinis termas yra dvilypis. Išreikštas bangų skaičiumi skirtumas tarp atskirų dalinių termų yra lygus:

$$\Delta\nu_0 = \frac{R\alpha^2}{2^4} = 0{,}365 \text{ cm}^{-1}$$

Orbitos 2_2 termą atitinka mažesnis dažnumas, o 2_1 — didesnis. Kai $n=3$, tai $n_\varphi = 3,\ 2,\ 1$, spektrinis termas bus trilypis, atitinkamai trims orbitoms

3_3, 3_2, 3_1. Skirtumas tarp atskirų dalinių termų, išreikštas bangų skaičiumi, bus:

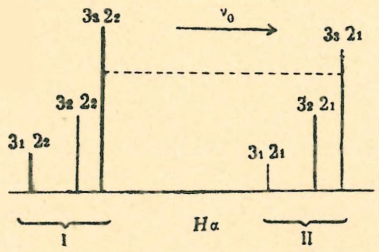
$$\Delta\nu_0' = \frac{1}{2}\,\frac{R\alpha^2}{3^4} = \frac{8}{81}\,\Delta\nu_0$$

ir

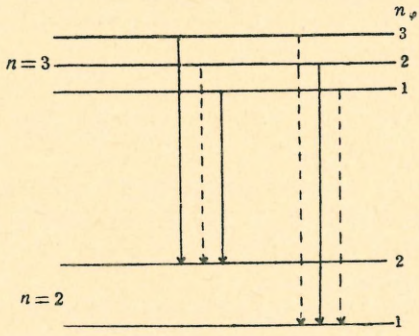
$$\Delta\nu_0'' = \frac{3}{2}\,\frac{R\alpha^2}{3^4} = \frac{8}{27}\,\Delta\nu_0$$

Panašiai susiskirsto į dalinius termus ir visi kiti didesnio ($n>1$) pamatinio kvantų skaičiaus termai.

Kad iš feinstruktūros termų gautume pačių spektro linijų struktūrą, reikia rasti dviejų derinamų termų dažnumų skirtumą. Taip, pvz., vandenilio linijos $H\alpha$ struktūrai rasti reikia iš randamų, kai $n=2$, dažnumų atimti dažnumus, kai $n=3$. Kadangi esant $n=3$ komponentai yra arčiau prie kitas kito, kaip esant $n=2$, tai gausime 6 H_α linijos komponentus, kurie bus pasiskirstę į dvi grupes – dvi trilypes linijas — dubletą. Kiekvienoje iš jų atitinkami komponentai yra vienodai nutolę nuo kitas kito. Nuotolis tarp atitinkamų dubleto linijų lygus $\Delta\nu_0$. 70 fig. vaizduoja teorinę H_α linijos feinstruktūros schemą. Brūkšnių ilgiai apytiksliai vaiz-



70 fig.



71 fig.

duoja skiriamą komponentams stiprumą. Brūkšnių viršuje sužymėta komponentų kilmė. Ši atskirai 71 fig. pavaizduota schemiškai. Gulsčios linijos vaizduoja spektrinių termų struktūrą, esant $n=3$ ir $n=2$, stačiosios — visus galimus termų derinius, kitaip tariant, galimus perėjimus iš vienos grupės ($n=3$) termų į antros grupės ($n=2$) termus.

Ne visi galimi tarp termų perėjimai yra leistini. Pagal atrankos taisyklę, teleistini tik tokie termų derinimai, kai šalutinis kvantų skaičius $n\varphi$ kinta ± 1. Taigi, kintant pamatiniam kvantų skaičiui iš 3 į 2, bus leistini tik tokie perėjimai, kur šalutinis kvantų skaičius taip kinta:

$$3 \longrightarrow 2;\ 2 \longrightarrow 1 \text{ arba } 1 \longrightarrow 2;\ 2 \longrightarrow 3$$

Iš viso turėsime tik tris leistinus perėjimus, tris elektronų šuolius ir, atitinkamai, tik tris spektro linijos komponentus. Linijos schemoje (70 fig.) išvestų plonu brūkšniu komponentų visai neturėsime, nes pažymėti per-

ėjimų schemoje (71 fig.) brūkšniuota linija perėjimai yra atrankos taisyklės uždrausti. Todėl H_α linija bus sudėta tik iš trijų komponentų.

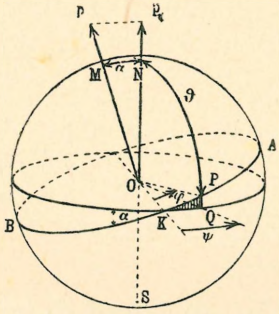
Kalbamos spektro linijos spektrografiniai tyrimai visai patvirtino šios teorijos išvadas. Jau senesni (Fabry, Michelsono ir kit.) matavimai parodė, kad vandenilio H_α linija yra dubletas; išmatuotas bangų skaičių skirtumas 0,32 tarp dubleto linijų buvo artimas teorijos duodamam 0,329. Teorijos išvados visai gerai tinka ir jonizuoto helio (He^+) spektro linijoms. Spektrinė formula (54—10) rodo, kad eilės numerio $Z=2$ atomams, struktūros narys reikia dauginti iš $Z^4=16$. Todėl He^+ spektro linijų feinstruktūros komponentų nuotoliai yra didesni, kaip vandenilio spektro, taigi, juos lengviau ir išmatuoti. Fowlerio serijos pirmųjų linijų feinstruktūrą matavo Paschenas ir rado, kad matavimo daviniai visai gerai sutinka su teorinėmis išvadomis; taip, išmatuotas $\Delta\nu_0=0{,}364$ kaip tik yra lygus išskaičiuotam iš lygties (54—11). Tai parėmė ne tik pačią Sommerfeldo paskelbtą spektro linijų feinstruktūros teoriją, bet iš dalies ir taikomą šios teorijos samprotavimams reliatyvumo teoriją.

Bet dėl linijų stiprumo — ir vandenilio, ir jonizuoto helio linijų struktūroje susiduriame su tuo prieštaravimu, kad atrankos taisyklės uždraustų linijų stiprumas ne visada yra lygus nuliui. Hansenas fotografiškai fotometriniu būdu atrado H_α linijos feinstruktūros ($3_1 \longrightarrow 2_1$) komponentą. Jis yra uždraustas. Šis prieštaravimas dingsta, jei vandenilio bei jam panašių atomų spektras priskiriamas šarminių metalų spektrų rūšiai.

§ 55. Kvantavimas erdvėje

Anksčiau (§§ 52—54) nagrinėjome vandenilio atomo modelį plokštumoje. Bet iš tikrųjų atomas nėra plokščias, o užima tam tikrą erdvės dalį. Taigi, elektrono vieta yra nusakoma ne dviem, bet trimis koordinatomis.

Šiaip erdvėje neturime krypties, kuri kuom nors būtų išskirta iš visų kitų krypčių. Taigi, anksčiau nustatytos atomo kvantinės orbitos yra orientuotos erdvėje bet kaip. Bet kada atomas yra, nors ir silpname, jėgų (elektriniame arba magnetiniame) lauke, šio kryptis yra išskirta iš visų kitų krypčių erdvėje. Tada, reikia bent taip laukti, orbitos turėtų pakrypti simetriškai šios išskirtos krypties atžvilgiu. Ir ši simetrija turėtų išnykti tik riboje, kai lauko jėga pasidaro lygi nuliui.



72 fig.

Sakysime, kad atomas yra labai silpname jėgų, pvz., magnetiniame lauke, kuris nebeįveikia orbitų deformuoti, tačiau jo užtenka krypčiai išskirti.

Atomo branduolį patalpinsime polinių koordinatų pradiniame taškė, polinę ašį pasuksime jėgų lauko kryptim *SN*. Elektrono vietą orbitoje nusakys trys polinės koordinatos: stipinas-vektoris r, platumos koordinata ϑ ir ilgumos ψ. (72 fig.). Galima tikėti, kad elektrono orbita bus elipsis, kurio

vienas židinys yra koordinatų sistemos pradžioje. Kampą, kurį orbitos plokštumos normalinė sudaro su lauko kryptim, pažymėsime α.

Šiuo atveju turėsime jau trijų parametrų problemą. Pagal tris vietos koordinatas r, ϑ ir ψ reikalinga imti ir trys sujungtieji momentai p_r, p_ϑ ir p_ψ. Jei sakysime, kad kalbamai problemai tinka Sommerfeldo taisyklė kvantuoti (§ 52), tai kvantų sąlygas tenka taip parašyti:

$$\int_{(c)} p_r \mathrm{d}r = n_r h; \quad \int_{(c)} p_\psi \mathrm{d}\psi = n_\psi h \quad \text{ir} \quad \int_{(c)} p_\vartheta \mathrm{d}\vartheta = n_\vartheta h \qquad (55—1)$$

Čia n_r, n_ψ ir n_ϑ yra sveikieji, vadinamieji kvantų skaičiai; n_r — stipininis, n_ψ ekvatorinis (arba magnetinis) ir n_ϑ — platumos kvantų skaičius. Jei kalbamą problemą nagrinėsime pačios orbitos plokštumoje, kaip tai darėme anksčiau (§ 53), tuomet elektrono vieta būtų nusakoma dviem polinėmis koordinatomis r ir φ; joms sujungtieji momentai būtų p_r ir p_φ; pastarasis yra pastovus (53—4). Iš 72 figūros matyti, kad

$$p_\psi = p_\varphi \cos\alpha \qquad (55-2)$$

taigi, p_ψ, kaip ir visas momentas p_φ, judėjimo metu lieka pastovus; todėl

$$\int_0^{2\pi} p_\psi \mathrm{d}\psi = 2\pi p_\psi = n_\psi h \qquad (55—3)$$

Prisiminę, kad (53—15)

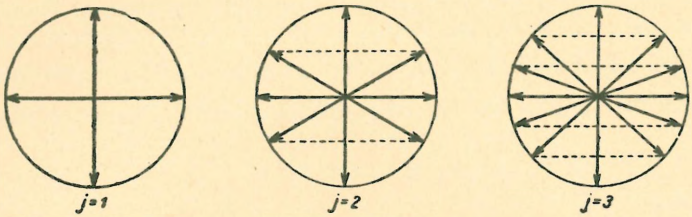
$$2\pi p_\varphi = n_\varphi h \qquad (55—4)$$

gauname:

$$\cos\alpha = \frac{p_\psi}{p_\varphi} = \frac{n_\psi}{n_\varphi} \qquad (55—5)$$

Taigi, kampas α, kurį orbitos normalinė sudaro su jėgų lauko kryptim, negali būti bet koks, bet yra griežtai nusakytas lygties (55—5); n_φ ir n_ψ yra sveikieji skaičiai. Sugretinę kvantų sąlygas (55—2 ir 4) su sąlygomis (55—1), matome, kad n_φ turi būti lygus n_ψ ir [illegible]ai, $n_\varphi = n_\psi + n_\vartheta$. Reiškia, n_ψ turi būti mažesnis už n_φ arba lygus jam (kai $n_\vartheta = 0$). Formula (55—5) teduoda tik $\cos\alpha$ absoliutinę vertę, nes elektrono mechaninio momento p kryptis gali sudaryti su lauko kryptim smailų arba buką kampą (cos teigiamas arba neigiamas), pagal tai, kuria kryptim skrieja elektronas. Reikia pastebėti, kad šalutinį arba azimutinį kvantų skaičių n_φ žymi j ir vadina *vidiniu kvantų skaičiumi*. Tuo norima išreikšti, kad kiekvienam atomui priskiriama dydis j, kuris nusako jo visą sukamąjį momentą ir kuris magnetiniame lauke orientuojamas (55—5) lygties nusakoma kryptimi.

Ši kvantų teorijos išvada paprastai vadinama *kvantavimu erdvėje.* 73 fig. parodo galimas elektrono orbitų orientacijas erdvėje, esant

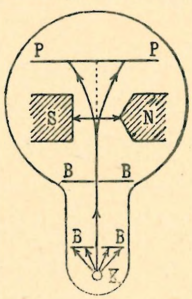


73 fig.

$j=n_\varphi=1, 2, 3$. Strėlos nurodo galimą kvantuotų orbitų plokštumos normalinės kryptį. Stačioji strėla atžymi ir magnetinio lauko kryptį. Kadangi n_ψ gali būti lygus 1 arba 0, kai $j=n_\varphi=1$, tai $\cos\alpha=1$ arba 0; orbitos normalinė gali būti lygiagretė, antilygiagretė arba statmena magnetinio lauko kryptimi (kairioji fig. *(j=1)*). Kai $j=n_\varphi=2$, tai $n_\psi=2, 1, 0$ ir $\cos\alpha=1, \frac{1}{2}, 0$. Šiuo atveju orbitos normalinė gali būti pakrypusi magnetinio lauko atžvilgiu ne tik lygiagrečiai, antilygiagrečiai bei statmenai, bet ir 60^0 kampu (vidurinė fig. *(j=2)*). O esant $j=n_\varphi=3$, $n_\psi=3, 2, 1, 0$ ir $\cos\alpha=1, \frac{2}{3}, \frac{1}{3}, 0$. Tuomet normalinės galimas kryptis nurodo dešinioji fig. *(j=3)*. Šią įdomią kvantų teorijos išvadą patvirtino eksperimentiniai tyrimai.

§ 56. Sterno - Gerlacho tyrimas

Atomų kvantavimą erdvėje aiškiai parodo Sterno ir Gerlacho tyrimas. Iš esančios tuštumoje įkaitintos sidabro vielelės *K* yra spinduliuojami atominiai spinduliai; jų siaurutis pluoštelis, praėjęs pro įšvaito *B* plyšelį, eina į nevienalytį magnetinį lauką (74 fig.). Pastarojo veikiami, sidabro atomai atsilenkia. Kai atomo magnetinis momentas yra μ ir jo ašis sudaro kampą φ su magnetinio lauko kryptim, o magnetinio lauko gradientas lauko *H (Z)* kryptim — $\frac{\partial H}{\partial Z}$, tai atomą veikianti jėga *F* yra lygi (63—5):



74 fig.

$$F=\mu\frac{\partial H}{\partial Z}\cos\varphi \qquad (56—1)$$

Kadangi magnetiniame lauke atomas precesuoja apie lauko kryptį (§ 65), tai magnetinio momento dedamųjų μ_x ir μ_y vidutinė vertė yra lygi nuliui. Todėl jos ir nevaidina jokio vaidmens. Šios jėgos veikiamas atomas yra greitinamas; jo pogreitis

$$a=\frac{F}{m}=\frac{\mu}{m}\frac{\partial H}{\partial Z}\cos\varphi \qquad (56-2)$$

Čia m yra atomo masė. Tuomet atomas, prabėgdamas magnetinį lauką, bus atlenktas statmena judėjimui kryptim nuotoliu d; jei atomas magnetinį lauką praskrieja per laiką t, tai

$$d = \frac{1}{2} at^2 = \frac{\mu}{2m} \frac{\partial H}{\partial Z} t^2 \cos\varphi \qquad (56—3)$$

Kai atomo greitis yra lygus v, o magnetinio lauko plotis — l, tai $t = \frac{l}{v}$ ir

$$d = \frac{\mu}{2m} \frac{\partial H}{\partial Z} \frac{l^2}{v^2} \cos\varphi \qquad (56—4)$$

Tokiu būdu atomo atlenkimas yra proporcingas $\cos\varphi$; jei imsime skersinio nuokrypio elementą dd tarp d ir $d+dd$, tai

$$dd = \frac{\mu}{2m} \frac{l^2}{v^2} \frac{\partial H}{\partial Z} \sin\varphi \, d\varphi \qquad (56—5)$$

Sakysime, kad atomo magnetinio momento ašis gali būti bet kaip pakrypusi magnetinio lauko krypties atžvilgiu, taigi, kad kampo φ vertė yra visiškai atsitiktinė. Tuomet iš visų n atomų, kurie tam tikru akimirksniu praskrieja magnetinį lauką, skaičius dn yra taip pakrypę, kad jų magnetinio momento ašis sudaro tokį kampą su magnetinio lauko kryptim, kurio vertės yra tarp φ ir $\varphi + d\varphi$; statistinėje mechanikoje išvedama, kad

$$dn = \frac{n \sin\varphi \, d\varphi}{2} \qquad (56—6)$$

Kai visi atomai turi vienodą greitį v, tai dd ir dn yra proporcingi $\sin\varphi \, d\varphi$ Santykis $\frac{dn}{dd}$ — išlekiančių iš magnetinio lauko atomų *skersinis linijinis tankis* — nepriklauso nuo kampo φ, kol greitis v yra pastovus. Praėję pro magnetinį lauką, atomai surenkami ant plokštelės P. Tose vietose, kur atomai nusėda, plokštelė pajuosta. Kalbamuoju atveju turėtume gauti ant plokštelės vienodai juodą juostelę. Bet iš tikrųjų sidabro atomų greitis nėra vienodas; jo vertės yra pasiskirsčiusios pagal Maxwellio pasiskirstymo dėsnį (44—11). Atsižvelgiant į tai, gaunama išvada, kad viduryj juostelė turėtų būti juodžiausia, o einant nuo vidurio į kraštus, ji turėtų simetriškai į abi puses palengva šviesėti.

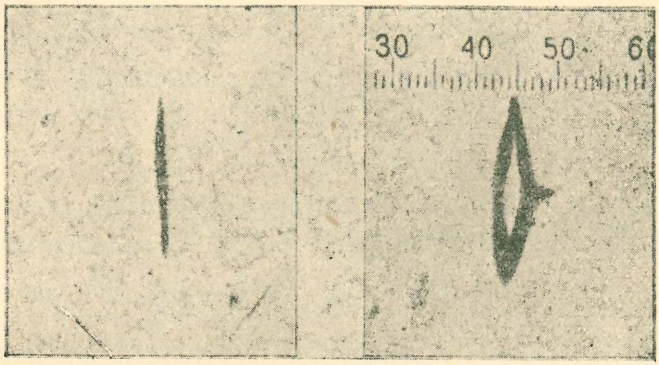
Kvantų teorijos išvada yra visiškai kitokia. Imsime paprasčiausią atveją, kai atomų šalutinis kvantų skaičius $l=1$. Kadangi atomai yra kvantuojami erdvėje, tai $\varphi = 0$ arba π. Veikianti esančius magnetiniame lauke atomus jėga F yra lygi:

$$F = \pm \mu \frac{\partial H}{\partial Z} \qquad (56—7)$$

o atomų atlenkimas

$$d = \pm \frac{1}{2} at^2 = \pm \frac{\mu}{2m} \frac{l^2}{v^2} \frac{\partial H}{\partial Z} \qquad (56—8)$$

Taigi, visi atomai yra nukreipiami; jie pasiskirsto į dvi dalis; vieni iš jų, kurių magnetinio momento ašis yra lygagretė, yra atlenkiami *d* nuotoliu nuo vidurio į vieną pusę, o kiti — į antrą pusę; juostelės vidurys turi likti šviesus. 75 fig. rodo, kaip atrodo juostelė a — be lauko, b —



a *b*

75 fig.

kai atomai praeina magnetinį lauką. Aiškiai matyti, kad sidabro atomai yra atlenkiami simetriškai į abį puses; juostelės vidurys yra šviesus. Viršun ir apačion atomų atlenkimas mažėja, nes magnetinio lauko gradientas mažėja.

Šis tyrimas aiškiai parodo, kad atomai erdvėje yra kvantuojami taip, kaip reikalauja kvantų teorija.

X SKYRIUS

PERIODINĖ ELEMENTŲ SISTEMA IR ATOMŲ STRUKTŪRA

§ 57. Periodinė elementų sistema

Elementų chemines ir fizines savybes ištyrus paaiškėjo, kad surikiavus elementus pagal jų didėjantį atominį svorį, pasireiškia jų savybių periodiškumas. Tada visi elementai buvo suskirstyti grupėmis ir periodais ir sutvarkyti į vadinamąją periodinę elementų sistemą (V lent.). Kiekvienoje periodinės elementų sistemos grupėje tilpsta panašių cheminių savybių elementai. Taip, pirmoje grupėje turime vienvalenčius elementus, antroje — dvivalenčius ir t. t. Einant dešinėn nuo vienos grupės prie gretimos, elementų valentingumas deguonies atžvilgiu didėja, o vandenilio atžvilgiu mažėja vienetu. VII grupės elementų valentingumas deguonies atžvilgiu yra 7, o vandenilio atžvilgiu 1. Nulinėje grupėje turime vienatomines retąsias arba tauriąsias atmosferos dujas. Jų valentingumas yra lygus nuliui.

Skirstant elementus periodinėje elementų sistemoje, iš pradžių buvo vadovaujamasi elemento atominiu svoriu, kuris, kaip buvo manyta, turėtų būti būdingiausias elemento dydis. Tačiau ne visur buvo išlaikyta didėjančio atominio svorio tvarka. Vienoje kitoje vietoje (pvz., A—K; Te—J; Co—Ni; Th—Pa) teko sunkesnius elementus talpinti prieš lengvesnius. Šie nukrypimai nuo bendros tvarkos nebuvo teoriškai niekuo pateisinti. Vėliau Thomsono, ypatingai Rutherfordo ir Bohro darbai parodė, kad būdingiausias ir pamatinis kurio cheminio elemento dydis yra atomo branduolio turimas teigiamų elementarių elektros kiekių skaičius, kuris savo rėžtu yra lygus atomo planetinių, beskriejančių apie branduolį, elektronų skaičiui. Jį vadiname *atominiu numeriu* ir žymime *Z*. Periodinėje elementų sistemoje elementai turi būti sutvarkyti pagal didėjantį jų atominį numerį, taigi, šis numeris nurodo ir elemento vietą sistemoje, todėl dažnai jis dar yra vadinamas *eilės numeriu*.

Periodinėje elementų sistemoje turime 7 periodus, kurie turi skirtingą elementų skaičių. 1-mas periodas teturi tik du elementus, vandenilį ir helį, 2-as ir 3-ias periodai turi po 8 elementus. Šiuos periodus vadiname *mažaisiais periodais*. Tolimesni 4-tas ir 5-tas, vadinamieji *didieji* periodai, turi po 18 elementų; čia grupės yra skirstomos į dvi po-

V LENTELĖ. **Periodinė elementų sistema**

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
1	1 H 1,0081								2 He 4,00389
2	3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,00	7 N 14,008	8 O 16,0000	9 F 19,00		10 Ne 20,183
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Sf 28,06	15 P 30,978	16 S 32,06	17 Cl 34,457		18 Ar 39,944
4	19 K 39,10 29 Cu 63,57	20 Ca 40,08 30 Zn 65,38	21 Sc 45,10 31 Ga 69,72	22 Ti 47,90 32 Ge 72,60	23 V 50,95 33 As 74,93	24 Cr 52,01 34 Se 79,2	25 Mn 54,93 35 Br 79,916	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,94 58,69	36 Kr 83,7
5	37 Rb 85,47 47 Ag 107,880	38 Sr 87,63 48 Cd 112,41	39 Y 88,92 49 In 114,8	40 Zr 91,22 50 Sn 118,70	41 Nb 92,91 51 Sb 121,76	42 Mo 96,0 52 Te 127,5	43 Ma — 53 J 126,932	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,91 106,7	54 X 131,3
6	55 Cs 132,81 79 Au 197,2	56 Ba 137,36 80 Hg 200,61	57—71 Retosios žemės 81 Tl 204,39	72 Hf 178,6 82 Pb 207,21	73 Ta 180,89 83 Bi 209,00	74 W 184,0 84 Po 210,0	75 Re 186,31 85 —	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,8 193,1 195,23	86 Em 222
7	87— —	88 Ra 226,34	89 Ac —	90 Th 232,12	91 Pa 230,5	92 U 238,14			

57 La 138,90	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61— —	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 157,3	65 Tb 158,91	66 Dy 162,46	67 Ho 163,5	68 Er 167,64	69 Tu 169,4	70 Yb 173,5	71 Cp 175,0

Retosios žemės

grupes. VIIIa pogrupėje turime trijų elementų plejadas (Fe—Co—Ni ir Ru—Rh—Pd). 6-tas periodas yra dar didesnis ir iš viso turi 32 elementus. Jame, be plejados (Os—Ir—Pt), turime dar 14 elementų, vadinamų retosiomis žemėmis; jie yra iškelti iš pamatinės elementų periodinės lentelės, kur jų vieta yra tarp 57 ir 72 elementų; patys elementai surašyti apačioje. 7-tas ir paskutinis periodas teturi tik 6 elementus ir pasibaigia uranu. Šis periodas yra nebepilnas, nes jo elementai yra radioaktyvūs ir savaime suskyla. Taigi, perioduose turime tokius elementų skaičius: 2, 8, 8, 18, 18, 32. Šiuos skaičius galime ir taip išreikšti:

$$2.1^2;\ 2.2^2;\ 2.3^2;\ 2.4^2.$$

Kodėl yra tiek elementų perioduose, paaiškėja, pažinus atomo struktūrą.

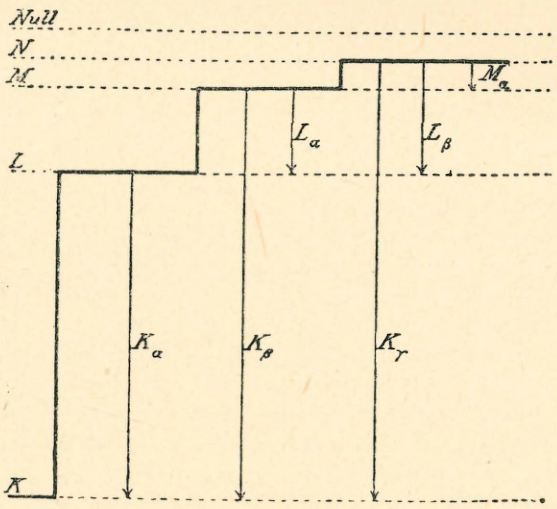
§ 58. Elektronų sluoksniai

Bohro vandenilio atomo teorija tvirtina, kad atomas yra sudarytas iš branduolio, apie kurį skrieja elektronai; šie tegali skrieti tik stacionarinėmis orbitomis, kurias nusako tam tikros kvantų sąlygos (§ 51, § 53, 52—6). Dėl šių sąlygų elektronui tenka skirti vieną arba kelis kvantų skaičius, kurių vertė nusako elektrono orbitų dydį bei formą arba atomo energetinę būseną. Pastaroji, taigi, ir elektrono kvantinių skaičių vertė, gali būti pakeista išorinio poveikio, pvz., daužant elektroną α arba β dalelėmis. Tuomet elektronas peršoka iš savo pamatinės orbitos į kurią kitą; atomas esti sužadinamas; jis iš normalios būsenos pereina į sužadintą; pakinta jo energija. Grįždamas atgal į normalią būseną, atomas išspinduliuoja spektro liniją; jos dažnumas yra susijęs su kvantinės būsenos, taigi, kvantų skaičiaus pasikeitimu. Tokios, keliais žodžiais tariant, Bohro atomo teorijos mintys. Stacionarines elektronų orbitas nusako kvantų sąlyga (53—6), o pereinant atomui iš vienos energetinės arba kvantinės būsenos į kitą, spinduliuojamų (emituojamų arba absorbuojamų) spektro linijų dažnumą — dažnumų postulatas (51—11). Šios mintys rodo, kad atomo struktūros ir jo spektrų klausimai yra tiek glaudžiai susiję, kad jų išskirti negalima. Taigi, iš atominių spektrų tenka semtis žinių apie atomo struktūrą. Antra vertus, atomas turi turėti tokią struktūrą, kad pasireikštų periodinės elementų sistemos būdingieji bruožai.

X spindulių emisijos bei absorbcijos spektrų energetinės žadinimo sąlygos (§ 22) parodo, kad ne visi atomo elektronai yra vienodai stipriai pririšti prie branduolio. Skirtingos (*K*, *L*, *M* ir t. t.) absorbcijos ribos bei jas atitinkančios skirtingos jonizacijos energijos parodo, kad turime skirtingas atomo jonizacijos būsenas. Taigi, vieni atomo elektronai yra toliau nuo branduolio ir silpniau pririšti prie jo, kiti arčiau jo ir stipriau surišti su juo. X spindulių spektro linijų serijų kilmei aiškinti, tenka atomo elektronus skirstyti į atskiras grupes; tos pačios grupės elektronai yra beveik visi vienodai nutolę nuo branduolio, taigi, jie visi bus

pasiskirstę apie branduolį beveik rutuliniame paviršiuje; sakome, kad jie yra tam tikrame *„sluoksnyje"*. Tokių sluoksnių turime keletą: *K, L, M, N* ir t. t. *K* sluoksnio elektronai yra arčiausia prie branduolio, jie yra stipriausiai surišti su juo; tuomet atomo energija yra mažiausia, sistema yra stabiliausia. Taigi, *K* sluoksnio elektronams tenka priskirti pamatinį kvantų skaičių $n=1$. Turį pamatinius kvantų skaičius $n=2, 3, 4\ldots$ elektronai yra *L, M, N* ir t. t. sluoksniuose. Šie elektronai yra laisviau surišti su branduoliu, ir tuo laisviau, kuo pamatinis kvantų skaičius yra didesnis.

Apie atomų elektronų paskirstymą atskirais sluoksniais sprendžiame iš X spindulių spektrų. Atomo bet kurį elektroną veikia ne tik branduolys, bet ir visi kiti to paties atomo elektronai. Pastarąjį veikimą galime suskirstyti į tris dalis: į vidinių sluoksnių, išorinių sluoksnių ir to pačio sluoksnio, kuriame yra ir kalbamas elektronas, elektronų veikimus. Vidinių sluoksnių elektronai mažina branduolio veikimą; apytiksliai galime skaityti, kad dėl jų veikimo lyg ir sumažėja branduolio elementarių elektros kiekių skaičius tiek, kiek yra iš viso vidiniuose sluoksniuose elektronų. Išorinių sluoksnių elektronų veikimą galime pakeisti paskirstytų ant rutulinių paviršių, kurių stipinai yra lygūs atskirų sluoksnių stipinams, elektros krovinių veikimu. Šis veikimas yra tuo mažesnis, kuo išorinių sluoksnių stipinai yra didesni.



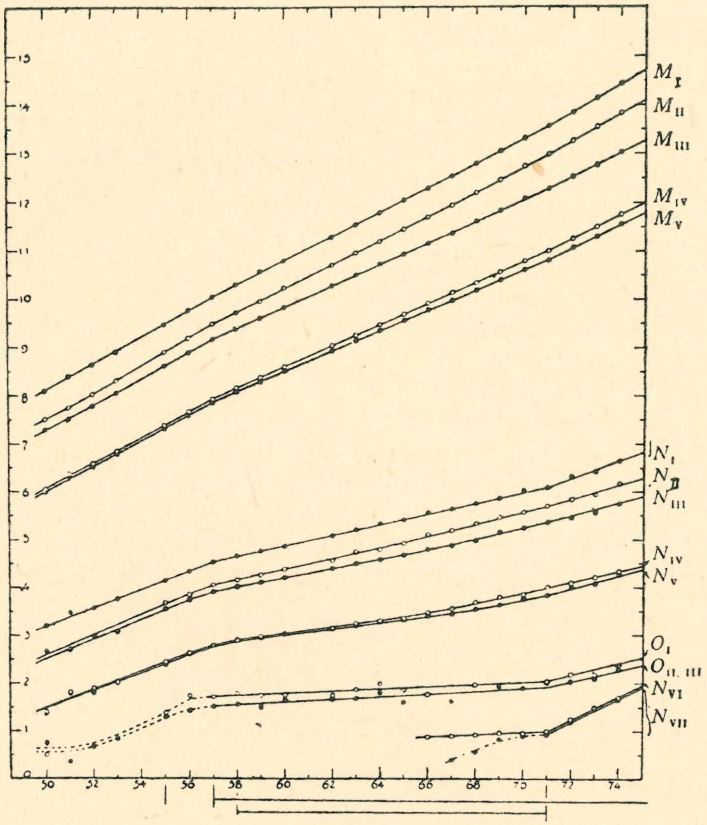
76 fig.

Apskritai, išorinių sluoksnių elektronų veikimas yra tiek mažas, kad jau, pvz., *K* sluoksnio elektrono energetinė būsena beveik nepakinta, kai *N* sluoksnio elektronų skaičius padidėja vienu, padidėjus ir branduolio elektros krovinių skaičiui vienu. To pačio sluoksnio elektronų veikimą įvertinti yra sunkiau; tačiau tenka pastebėti, kad jie veikia tik savo elektros kiekio dalimi, dengdami branduolio veikimą.

Vaizduosimės taip: sunkesnio elemento atomą gauname, pridėję prie gretimo lengvesnio atomo vieną elektroną ir padidinę vienu jo branduolio teigiamų krovinių skaičių; tuomet iš branduolio veikimo pakitimo galime spręsti, į kurį sluoksnį šis elektronas yra patalpintas. Šį kitimą mums parodo X spindulių spektrai. Jų susidarymas vaizduojamas 76 fig. Kai katodiniai spinduliai išmuša elektroną iš *K* sluoksnio, tai laisvąją vietą gali užimti elektronai iš tolimesnių *L, M* ir t. t. sluoksnių, spinduliuodami atitinkamas spektro linijas, kurių bangų skaičius, tikriau pasakius, $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$, yra taip išreiškiamas (21—2):

$$\sqrt{\frac{\nu_0}{R}} = a_1 (Z - b_1) \qquad (58-1)$$

taigi, $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$ yra proporcingas dydžiui $Z - b_1 = Z^*$, kuris yra vadinamas *efektyviu branduolio krroviniu.* Tokiu būdu galime surasti dengiamąją konstantą b_1. 77 fig. yra duotos kreivės, kurios nurodo $\sqrt{\frac{\nu_0}{R}}$ priklausomumą nuo elemento atominio numerio. Kreivės staigumas nekinta, kol



77 fig.

$(Z - b_1)$ pasilieka pastovus, taigi, kol elektronai yra talpinami į tolimesnius išorinius sluoksnius. Kai kreivės staigumas mažėja, tai didėja konstanta b_1; tai parodo, kad elektronas yra talpinamas į artimesnį branduoliui išorinį sluoksnį. Kada elektronas esti talpinamas į vidinį sluoksnį, tuomet branduolio priedinio teigiamo krovinio veikimas yra atsveriamas elektrono veikimu; tuo atveju kreivė eina gulsčiai.

Tokius ryškius kreivių staigumo kitimus turime ties atominiais numeriais 21—28, 39—46 ir 58—72. Šių numerių elementuose nauji elektronai tilpsta į artimesnius branduoliui sluoksnius. Iš to, kiek pakinta

kreivių staigumas, galima spręsti, į kuriuos sluoksnius tenka talpinti elektronus. Tarp 21—28 elektronas yra talpinamas į *M* sluoksnį, tarp 39—46 bei tarp 58—72 — į *N* sluoksnį. Tai rodo *O* kreivių gulsčioji dalis.

Optinių bei X spindulių spektrų linijų feinstruktūra parodė, kad *L*, *M*, *N* ir t. t. sluoksnių elektronai nėra visi lygiaverčiai; juos tenka skirstyti į atskiras grupes, priskiriant jiems antrą — *šalutinį kvantų skaičių* $l = n_\varphi - 1$ (§ 53). Šis kvantų skaičius yra proporcingas elektrono *impulso* (judėjimo kiekio) *momentui*, kuris dažnai vadinamas *mechaniniu momentu*, kokį turi elektronas, skriedamas apie branduolį. Jei elektrono mechaninį momentą išreikštume kvantiniais vienetais $\left(\frac{h}{2\pi}\right)$, tai tuomet šalutinis kvantų skaičius reikštų patį mechaninį momentą; tuomet jį kaip vektorių žymėsime l. Kai pamatinis kvantų skaičius yra *n*, tai *l* gali turėti šias vertes: $l = n - 1$, $n - 2$, $n - 3$, ... 2, 1, 0. Įvedus šalutinį kvantų skaičių *l*, bet kurio sluoksnio elektronai paskirstomi į atskiras elektronų grupes; atitinkamai ir sluoksnis, vaizduojantis mums atomo energiją arba energetinį lygmenį, tenka suskirstyti į tiek atskirų smulkesnių dalinių sluoksnių, kiek yra elektronų grupių. Kai $n = 1$, tai *l* teturi tik vieną vienintelę vertę $l = 0$. Taigi, *K* sluoksnio elektronai sudaro vieną grupę, *K* sluoksnis yra vienlypis. Jei $n = 2$, tai $l = 0$, 1. Šio sluoksnio elektronai pasiskirsto į 2 grupes; taigi, *L* sluoksnį tenka padalinti į du dalinius sluoksnius, kuriuos žymime L_0 ir L_1. *M* sluoksnio ($n = 3$) elektronai suskirstomi į 3 grupes pagal tris šalutinio kvantų skaičiaus vertes $l = 0$, 1, 2, o pats *M* sluoksnis — į 3 dalinius: M_0, M_1 ir M_2 ir t. t.

Tokiu būdu, kiekvienas atomo planetinis elektronas bus pažymėtas dviem kvantų skaičiais: pamatiniu *n* ir šalutiniu *l*. Jų vertėms žymėti vartojami simboliai: pamatinio kvantų skaičiaus vertė pažymima atitinkamu skaitmeniu, šalutinio — raidėmis *s*, *p*, *d* ..., kaip parodyta žemiau:

šalutinio kvantų skaičiaus vertė	$l = 0$ 1 2 3 4 5 6 ir t. t.
elektrono simbolis	*s p d f g h i* ir t. t.

Kai kelių elektronų kvantų skaičių *n* ir *l* vertės yra vienodos, tai tokių elektronų skaičių paprastai pažymi elektrono simbolio dešinėje pusėje; taip, pvz., $2p^6$ žymi 6 elektronus, kurių $n = 2$, o $l = 1$. Pereinant atomui iš vieno energetinio lygmens į kitą, pagal atrankos taisyklę *l* vertė tegali pasikeisti tik $\pm$ 1; ir tik nenormaliose sąlygose, pvz., elektriniame lauke, atrankos taisyklė nustoja galiojusi.

VI lentelėje yra duodamas smulkesnis sluoksnių padalinimas.

VI LENTELĖ

Sluoksniai	K	L	M	N	O
n	1	2	3	4	5
l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
elektronų simboliai	s	s p	s p d	s p d f	s p d f g
dalinių sluoksnių žymėjimas	K_0	L_0 L_1	M_0 M_1 M_2	N_0 N_1 N_2 N_3	O_0 O_1 O_2 O_3 O_4

§ 59. Elektrono sukinys; jo kvantų skaičiai

Bet priskyrus elektronui ir du kvantų skaičius, neįveikiama išaiškinti visos atominių spektrų linijų įvairenybės. Pasirodo, kad atomų skirtingų energetinių lygmenų skaičius yra žymiai didesnis. 1925 m. Uhlenbeckas ir Goudsmitas įvedė trečią kvantų skaičių, kuris yra vadinamas *sukinio,* arba *„spin"*, kvantų skaičium; jis yra žymimas s. Jie paskelbė šią, svarbų vaidmenį vaidinančią spektro linijų teorijoje, hipotezę. Planetinis atomo elektronas sukasi aplink vieną savo ašį, einančią pro jo svorio centrą. Šis elektrono sukimasis, vadinamas *sukiniu* arba *„spin"*, visai nepriklauso nuo jo skriejimo aplink branduolį. Dėl šio sukinio elektronas turi mechaninį (judėjimo kiekio) momentą. Jis yra lygus $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, arba, reiškiant kvantiniais vientais, $\frac{1}{2}$. Taikydami šią elektrono sukinio hipotezę spektro linijų kilmei aiškinti, iš pradžių paimsime atomo išoriniame sluoksnyje tik vieną valentingumo elektroną ir sakysime, kad vidinių sluoksnių mechaninis momentas yra lygus nuliui. Jis, skriedamas lyg ir elipsiu aplink branduolį, turi mechaninį momentą, proporcingą šalutiniam kvantų skaičiui l; besisukdamas aplink savo ašį, jis turi ir sukinio momentą, proporcingą s (išreiškus kvantiniais vienetais $\frac{h}{2\pi}$, šie momentai yra lygūs **l** ir **s**). Atstojamasis mechaninis momentas bus lygus šių dviejų momentų vektorinei sumai; jį žymi **j**. Jo dydis yra proporcingas vidiniam kvantų skaičiui j, kurio vertė yra arba sveikas skaičius, arba sveikas ir ½. Gretimos j vertės skiriasi visuomet vienetu. Jam, kaip ir šalutiniam kvantų skaičiui, priklauso atrankos taisyklė; kintant atomo energetinei būsenai, t. y. elektronui peršokant iš vienos orbitos į kitą, j vertė arba visai nekinta, arba pakinta ± 1, taigi $\Delta j = 0, \pm 1$; be to, uždraustas kitimas $0 \longrightarrow 0$. Atrankos taisyklė nustoja galiojusi stipriame magnetiniame lauke.

Taigi, bet kuris atomo planetinis elektronas bus pažymėtas 4-iais kvantų skaičiais.

1. Pamatiniu kvantų skaičium n, kurio vertės yra sveikieji skaičiai; nuo jo priklauso elektronų orbitos dydis bei forma;

2. Šalutiniu kvantų skaičium l; jo vertės yra sveikieji skaičiai. Jis išreiškia mechaninį momentą $h/2\pi$ vienetais, kurį turi elektronas, skriedamas orbita aplink branduolį. Esant pamatiniam kvantų skaičiui n, šalutinis kvantų skaičius gali turėti šias vertes:

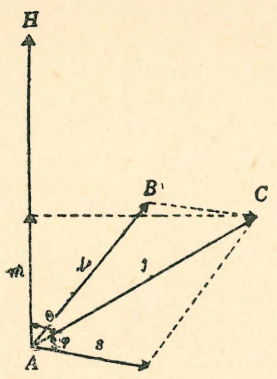
$$l = n - 1,\ n - 2,\ n - 3,\ \ldots\ 2,\ 1,\ 0$$

3. Sukinio („spino") kvantų skaičium s. Jis reiškia elektrono mechaninį momentą, kuris gaunamas jam sukantis aplink ašį, einančią pro jo svorio centrą, kai šis momentas matuojamas $h/2\pi$ vienetais. Atskirų elektronų $s = \pm 1/2$.

4. Vidiniu kvantų skaičium j; jis gali turėti šias vertes:

$$l + s;\ l + s - 1,\ \ldots\ldots\ldots\ l - s$$

Kai sistema turi tik vieną elektroną, tai j tegali turėti tik šias dvi vertes: $l + 1/2$ ir $l - 1/2$; o kada $l = 0$, tai $j = 1/2$. Vidinis kvantų skaičius reiškia atstojamąjį sistemos mechaninį momentą, išreikštą kvantiniais vienetais $h/2\pi$. Jis yra surandamas, sudedant vektorius **l** ir **s**, kaip, pvz., yra sudedamos jėgos. Iš trikampio ABC (78 fig.) turime:



78 fig.

$$\cos(ls) = \frac{j^2 - s^2 - l^2}{2ls} \qquad (59-1)$$

Silpname magnetiniame lauke vektoris **j** sukasi (precesuoja) apie magnetinio lauko H kryptį. Tuomet atomas yra kvantuotas erdvėje (§ 55). Vidinio kvantų skaičiaus jėgų lauko krypties dedamąją vadiname *magnetiniu kvantų skaičiumi;* jis paprastai žymimas m. Stipriame magnetiniame lauke ryšys tarp vektorių **l** ir **s** nutrūksta; tuomet kiekvienas iš jų atskirai kvantuojamas erdvėje. Taigi, stipriame magnetiniame lauke elektroną jau reikės nusakyti 5-iais kvantų skaičiais: n, l, s, šalutiniu magnetiniu kvantų skaičium m_l ir sukinio magnetiniu kvantų skaičium m_s.

§ 60. S, L ir J kvantų skaičiai

Kai atomo išoriniame sluoksnyje turime kelis valentingumo elektronus (vidiniai sluoksniai yra pilni elektronų), tai kiekvienas iš jų, pvz., i-tasis elektronas, turi savo l_i ir s_i kvantų skaičius bei savo atstojamąjį vidinį kvantų skaičių $\mathbf{j}_i$. Bendras visų elektronų atstojamasis mechaninis momentas (išreikštas kvantiniais vienetais), priklauso nuo to, kaip elektronų mechaniniai momentai **l** ir **s** bus tarp savęs surišti. Iš įvairių galimų ryšių čia paminėsime šiuos du. Pirmas ryšys yra toks. Iš pradžių yra sudedami visų elektronų vektoriai $\mathbf{s}_i$; jie sudėti duoda atstojamąjį vektorį **S**. Nepriklausomai nuo to sudėti vektoriai $\mathbf{l}_i$; duoda atstojamąjį vektorį **L**.

Tuomet sudėti **S** ir **L** duoda bendrą atstojamojo mechaninio momento vektorį **J**. Paprastai šį ryšį simboliškai žymime taip:

$$[(s_1 s_2 s_3 \ldots)\ (l_1 l_2 l_3 \ldots)] = (SL) = J \qquad (60-1)$$

Antrasis ryšys yra toks. Kiekvieno elektrono $\mathbf{s}_i$ ir $\mathbf{l}_i$ yra tarp savęs surišti ir sudėti duoda atstojamąjį momentą $\mathbf{j}_i$. Kitų elektronų veikimas to ryšio nesuardo. Toliau visi $(\mathbf{j}_i)$ momentai, vektoriškai sudėti, duoda bendrą atstojamąjį mechaninį momentą **J**. Taigi, šiuo atveju turėsime:

$$[(s_1 l_1)\ (s_2 l_2)\ (s_3 l_3). \ldots] = (j_1 j_2 \ldots) = J \qquad (60-2)$$

Iš šių dviejų ryšių dažniausiai užtinkame pirmąjį, nustatytą Russelio ir Saunderso ir jų vardu vadinamą. Antrasis, kartais vadinamas (jj) ryšiu, tepasitaiko retai.

Vienvalenčių, turinčių išoriniame sluoksnyje tik vieną elektroną, kaip, pvz., šarminių elementų, atomų sukinio momento **s** vertė yra $s = ½$; dvivalenčių, turinčių išoriniame sluoksnyje du valentingumo elektronus, atomų sukinio atstojamojo momento **S** vertės yra: $S_1 = ½ + ½ = 1$ ir $S_2 = ½ - ½ = 0$, trivalenčių atomų **S** gali turėti šias vertes: $S_1 = ½$ ir $S_2 = {}^3/_2$, keturių valentingumo elektronų atomų — $S_1 = 0$, $S_2 = 1$ ir $S_3 = 2$. Ir apskritai, jei valentingumo elektronų skaičius yra x, tai sukinio atstojamasis momentas gali turėti tokias tarp 0 ir $x/2$ vertes; kai x yra lyginis, tai **S** vertės yra sveikieji skaičiai:

$$S = 0,\ 1,\ 2,\ 3 \ldots\ x/2$$

o kai x — nelyginis, tai **S** vertės yra trupmeninės:

$$S = {}^1/_2,\ {}^3/_2,\ {}^5/_2 \ldots x/2$$

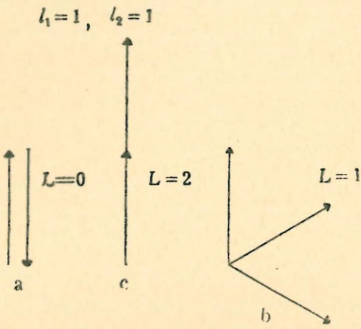
Atstojamasis mechaninis momentas **L** gaunamas sudėtingesniu būdu, vektoriškai sudėjus visus **l**. Dviejų elektronų atstojamojo momento **L** galimos vertės yra tarp $l_1 - l_2$ ir $l_1 + l_2$, taigi,

$$(l_1 - l_2) \leqq (L) \leqq (l_1 + l_2) \qquad (60-3)$$

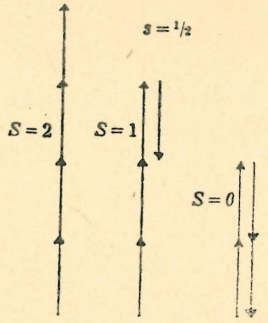
Sudedami vektoriai $\mathbf{l}_1$ ir $\mathbf{l}_2$ gali būti taip pakrypę vienas kito atžvilgiu. Kraštinėje padėtyje jie yra lygiagretūs tos pačios arba priešingų krypčių. Tarpines jų galimas padėtis nusako tai, kad atstojamasis momentas turi būti kartotinis $\frac{h}{2\pi}$; kitaip tariant, skirtingos **L** (o taip pat **S** bei **J**) vertės turi skirtis vienetu.

Nustatant kelių elektronų mechaninių momentų **l** atstojamąjį momentą **L**, iš pradžių yra surandamas dviejų elektronų momentų **l** atstojamasis momentas, vėliau šis sudedamas su trečiuoju **l** ir t. t.

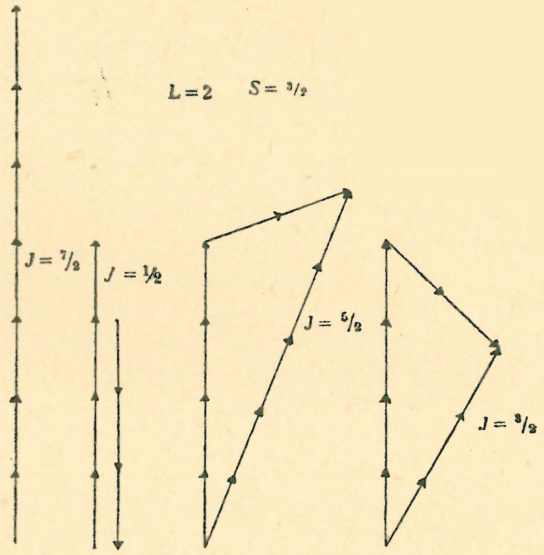
Imsime pavyzdį. Sudėsime dviejų elektronų orbitinius mechaninius momentus, kurių vertės yra $l_1 = 1$ ir $l_2 = 1$. Kraštinėje padėtyje atstojamasis mechaninis momentas **L** gali būti lygus nuliui arba 2 (79 fig., a ir c). Be šių verčių, **L** gali turėti dar vertę 1 (79 fig. b). Kitokių verčių negali būti. 80 fig. vaizduoja 4 elektronų sukinių momentų s, o 81 fig. — $L = 2$ ir $S = 3/2$ momentų sudėtį bei atstojamųjų galimas vertes.



79 fig.



80 fig.



81 fig.

Vektoriškai sudėdami **S** ir **L**, gauname atstojamąjį momentą **J**. Jo galimos vertės skiriasi vienetu ir yra tarp dviejų kraštinių verčių:

$$|L - S| \leqq |J| \leqq |L + S| \qquad (60—4)$$

Kai elektronų skaičius yra nelyginis, tai **S** yra trupmeninis; taigi, ir **J** yra trupmeninis; o kai elektronų skaičius yra lyginis, **J** yra reiškiamas sveikuoju skaičiumi.

§ 61. Spektrinių termų simbolika

Atomo energija arba jo energetinis lygmuo yra nusakomas šių kvantų skaičių: elektronų pamatinių n, šalutinio L ir sukinio S. Kiekvieną

atomo energetinį lygmenį atitinka ir spektrinis termas. Termai paprastai yra žymimi simboliškai taip:

L vertė =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
termo simbolis	S	P	D	F	G	H	I	K	L	M	N	O

Termai esti vienlypiai, dvilypiai ir, bendrai, daugialypiai. Jų daugialypumas (multipletumas) pažymimas termo simbolio kairėje pusėje aukštai, o dešinėje termo pusėje žymima vidinio kvantų skaičiaus vertė. Šitaip, pvz., simboliškai pažymėtas termas $^3P_2$ reikia suprasti taip: $S = 1$, $L = 1$, $J = 2$, termas yra trilypis, taigi, J turi tris vertes ($J = 0, 1, 2$), o termas $^3D_1$ — $S=1$, $L=2$ ir $J=1$, termas yra trilypis ($J=1, 2, 3$).

Sakysime, atomas turi du valentingumo elektronus, kurių kvantų skaičiai yra s_1, l_1, ir s_2, l_2; kadangi $s_1 = s_2 = {}^1/_2$, tai atstojamojo sukinio momento vertė yra lygi nuliui arba 1; l_1 ir l_2 atstojamojo kvantų skaičiaus L vertės yra tarp

$$|l_1 - l_2| \leqq |L| \leqq |l_1 + l_2|$$

Kai $S=1$, kiekvieną L vertę atitinka tokios trys vidinio kvantų skaičiaus J vertės:

$$L - 1,\ L \text{ ir } L + 1$$

Taigi, J yra trilypis. Bet kada $L = 0$, tuomet $J=S=1$; šiuo atveju J turi tik vieną vienintelę vertę, nors ir šiuo kartu kalbama apie trilypį energijos lygmenį, arba trilypį termą, nes $S=1$. Kai $S=0$, visi termai yra vienlypiai. Apskritai, S vertė nusako spektrinių termų daugialypumą. Duotoms S ir L vertėms J gali iš viso turėti $(2S+1)$ vertę, kai $L \geqq S$. Šios J vertės ir jas atitinką spektriniai termai sudaro atskirą grupę, vadinamąjį daugialypį termą (multipletą). Jį nusako S vertė. Kai

$S=0$,	turime	vienlypį	termą,
$S={}^1/_2$,	„	dvilypį	„
$S=1$,	„	trilypį	„
$S={}^3/_2$,	„	keturlypį	„
$S=2$,	„	penkialypį	„ ir t. t.

Paimsime pavyzdį. Atomas turi du elektronus: p ($s={}^1/_2$, $l_1=1$) ir d ($s={}^1/_2$, $l_2=2$). Tuomet $S=0$ arba 1, o $L=1, 2, 3$. J turi tokias vertes:

$S=0$	$L=1$	$J=1$		$S=1$	$L=1$	$J=0, 1, 2$
	$L=2$	$J=2$			$L=2$	$J=1, 2, 3$
	$L=3$	$J=3$			$L=3$	$J=2, 3, 4$

VII lentelėje surašytos J vertės, kai $L = 0, 1, 3$, ir $S = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}$.

VII LENTELĖ

	J vertės	J vertės
$L=0$ S	0 $S=0$	$\frac{1}{2}$ $S=\frac{1}{2}$
1 P	1	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$
2 D	2	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$
3 F	3	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$
$L=0$ S	1 $S=1$	$\frac{3}{2}$ $S=\frac{3}{2}$
1 P	0 1 2	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$
2 D	1 2 3	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$
3 F	2 3 4	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$
$L=0$ S	2 $S=2$	$\frac{5}{2}$ $S=\frac{5}{2}$
1 P	1 2 3	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$
2 D	0 1 2 3 4	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$
3 F	1 2 3 4 5	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$

Simboliškai termai reikia taip žymėti: kai, pvz., $S=1$, $L=1$, tai $J=0, 1, 2$, ir atitinkami termai yra $^3P_0$, $^3P_1$ ir $^3P_2$; o kai $S = 1$, $L = 2$, tai $J = 1, 2, 3$, tuomet atitinkami termai yra šie: $^3D_1$, $^3D_2$, $^3D_3$. Dažnai duodama simboliškai pažymėta tik bendra termų grupė — daugialypis termas (multipletas), pvz., ^6P. Paskirai šie termai yra štai kaip žymimi. Kadangi termas yra šešialypis, tai $2S+1 = 6$, iš kur $S = \frac{5}{2}$; šiuo atveju (P) $L=1$; taigi, J turi tokias vertes: $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ ir $\frac{7}{2}$. Turėsime šiuos termus: $^6P_{3/2}$, $^6P_{5/2}$, $^6P_{7/2}$. Nors termas yra šešialypis, bet, kadangi $L < S$, J turi tik tris vertes.

Kai elektronas peršoka iš vieno daugialypio į antrą daugialypį termą, tai turima ištisa eilė perėjimo būdų. Peršokant elektronui skirtingais keliais, taigi, pereinant atomui iš vis kitokių pradinių energetinių lygmenų į skirtingus galinius lygmenis, bus išspinduliuojamos labai artimo, bet skirtingo dažnumo spektro linijos. Sakoma, tuomet spinduliuojama daugialypė spektro linija, arba multipletas. Jos komponentų skaičių nusako atrankos taisyklė, kuri reikalauja, kad J pasikeistų 0 arba $\pm$ 1, taigi, $\Delta J = 0, \pm 1$. Taip, pvz., tarp Cr neutralaus atomo termų ^5P ir ^5D yra atrankos taisyklės leidžiami tik tokie perėjimai: termo ^5P $L=1$, $S=2$ ir

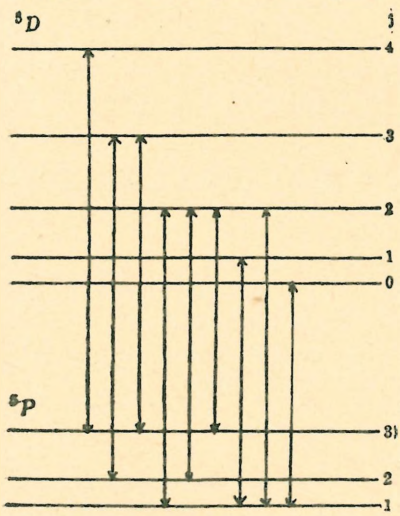
$J=1, 2, 3$; o termo ^5D $L=2$, $S=2$ ir $J=0, 1, 2, 3, 4$. Perėjimus galime pavaizduoti energetinių lygmenų diagramoje (82 fig.); joje daugialypiai termai yra pavaizduoti gulščiomis linijomis; stačiosios linijos vaizduoja galimus perėjimus tarp daugialypių termų komponentų. Iš viso turime 9 leidžiamus atrankos taisyklės perėjimus, taigi, ir spinduliuojamoji spektro linija turės 9 komponentus. VIII lentelėje surašyti perėjimai tarp atskirų termų.

VIII LENTELĖ

	$^5D_4$	$^5D_3$	$^5D_2$	$^5D_1$	$^5D_0$
$^5P_1$	.. ..	.. ..	$^5P_1 - {}^5D_2$	$^5P_1 - {}^5D_1$	$^5P_1 - {}^5D_0$
$^5P_2$	.. ..	$^5P_2 - {}^5D_3$	$^5P_2 - {}^5D_2$	$^5P_2 - {}^5D_1$	.. ..
$^5P_3$	$^5P_3 - {}^5D_4$	$^5P_3 - {}^5D_3$	$^5P_3 - {}^5D_2$	.. ..	.. ..

§ 62. Pauli draudimo principas ir periodinė elementų sistema

Atome elektronai yra paskirstyti sluoksniais, o atskiriuose sluoksniuose — smulkesnėmis grupėmis. Bendrai, elektronų paskirstymas arba santvarka atome remiasi šiais dviem principais: *mažiausios energijos ir Pauli draudimo principu.*



82 fig.

Pirmasis principas reikalauja, kad elektronai turi būti atome taip paskirstyti, kad atomo energija būtų kuo mažiausia, nes tik tuomet bet kuri sistema yra pastovioje pusiausvyroje. Antrasis, vadinamas *Pauli draudimo,* principas sako, kad esantis magnetiniame lauke atomas negali turėti dviejų elektronų, kurių kvantų skaičiai būtų visai vienodi. Šiuo atveju elektronas yra nusakomas šiais kvantų skaičiais (§ 59):

pamatiniu: $n=1,2\ldots n$

šalutiniu: $l=0,1,2\ldots n-1$

šalutiniu magnetiniu: $m_e = -l, (l-1), \ldots -1, 0, 2, \ldots l$

ir sukinio magnetiniu: $m_s = \pm {}^1/_2$.

Pauli principas griežtai nusako elektronų skaičių bendruose bei daliniuose sluoksniuose. Imsime K sluoksnį: $n=1$, $l=0$ ir $m_s = \pm\ ^1/_2$; taigi, pagal Pauli principą, šiame sluoksnyje tegali būti tik du elektronai; vieno iš jų $m_s = +\frac{1}{2}$, o antro $m_s = -\ ^1/_2$. L sluoksnio elektronų $n=2$ ir $l=0,1$; kai $l=0$, $m_s = \pm\frac{1}{2}$; tokiu būdu daliniame L_0 $(n=2,\ l=0)$ sluoksnyje tegali būti tik du elektronai. Kai $l=1$, m gali turėti šias vertes: $-1,\ 0,\ +1$; taigi, L_1 $(n=2,\ l=1)$ sluoksnyje gali būti 6 elektronai. Ir bendrai, m_l iš viso gali turėti $(2l+1)$ verčių, kurioms m_s gali būti lygus $+\ ^1/_2$ arba $-\ ^1/_2$. Taigi, kiekviename daliniame sluoksnyje gali iš viso būti $2(2l+1)$ elektronų, o visame sluoksnyje

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1)=2n^2 \qquad (62—1)$$

Elektronų skaičius atskiruose sluoksniuose yra duodamas IX lentelėje.

IX LENTELĖ

Sluoksniai	K	L	M	N	O
daliniai	K_0	$L_0\ L_1$	$M_0\ M_1\ M_2$	$N_0\ N_1\ N_2\ N_3$	$O_0\ O_1\ O_2\ O_3\ O_4$
$n=$	1	2	3	4	5
Elektronų skaičius sluoksnyje $2n^2$	2	8	18	32	50
$l=$	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Elektronų skaičius daliniame sluoksnyje $2(2l+1)$	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Pauli draudimo principas padeda išaiškinti periodinės elementų sistemos struktūrą. X lentelė parodo, kaip paskirstomi elektronai sluoksniais, einant nuo lengvesnių prie sunkesnių elementų. Paskutiniame lentelės stulpelyje yra surašyti normalių atomų pamatiniai termai.

X LENTELĖ

Atom. numeris	$n=$	K 1	L 2		M 3			N 4				O 5			P 6			Q 7	Pamatinis termas
	$l=$	0 s	0 s	1 p	0 s	1 p	2 d	0 s	1 p	2 d	3 f	0 s	1 p	2 d	0 s	1 p	2 d	0 s	
1	H	$1s^1$																	$^2S_{1/2}$
2	He	$1s^2$																	$^1S_0$

Atom. numeris		K	L		M			N				O			P			Q	Pamatinis termas
	$n=$	1	2		3			4				5			6			7	
	$l=$	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	0	1	2	0	
		s	s	p	s	p	d	s	p	d	f	s	p	d	s	p	d	s	
3	Li	$1s^2$	$2s^1$																$^2S^1/_2$
4	Be	$1s^2$	$2s^2$																$^1S_0$
5	B	$1s^2$	$2s^2$	$2p^1$															$^2P^1/_2$
6	C	$1s^2$	$2s^2$	$2p^2$															$^3P_0$
7	N	$1s^2$	$2s^2$	$2p^3$															$^4S^3/_2$
8	O	$1s^2$	$2s^2$	$2p^4$															$^3P_2$
9	F	$1s^2$	$2s^2$	$2p^5$															$^2P^3/_2$
10	Ne	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$															$^1S_0$
11	Na	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^1$														$^2S^1/_2$
12	Mg	"	"	"	$3s^2$														$^1S_0$
13	Al	"	"	"	$3s^2$	$3p^1$													$^2P^1/_2$
14	Si	"	"	"	$3s^2$	$3p^2$													$^3P_0$
15	P	"	"	"	$3s^2$	$3p^3$													$^4S^3/_2$
16	S	"	"	"	$3s^2$	$3p^4$													$^3P_2$
17	Cl	"	"	"	$3s^2$	$3p^5$													$^2P^3/_2$
18	Ar	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$													$^1S_0$
19	K	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$		$4s^1$											$^2S^1/_2$
20	Ca	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$		$4s^2$											$^1S_0$
21	Sc	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^1$	$4s^2$											$^2D^3/_2$
22	Ti	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^2$	$4s^2$											$^3F_2$
23	V	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^3$	$4s^2$											$^4F^3/_2$
24	Cr	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^5$	$4s^1$											$^7S_3$
25	Mn	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^5$	$4s^2$											$^6S^5/_2$
26	Fe	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^6$	$4s^2$											$^5D_4$
27	Co	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^7$	$4s^2$											$^4F^9/_2$
28	Ni	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^8$	$4s^2$											$^3F_4$
29	Cu	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^1$											$^2S^1/_2$
30	Zn	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$											$^1S_0$
31	Ga	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^1$										$^2P^1/_2$
32	Ge	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^2$										$^3P_0$
33	As	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^3$										$^4S^3/_2$
34	Se	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^4$										$^3P_2$
35	Br	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^5$										$^2P^3/_2$
36	Kr	"	"	"	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$										$^1S_0$
37	Rb	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$			$5s^1$							$^2S^1/_2$
38	Sr	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$			$5s^2$							$^1S_0$
39	Y	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^1$		$5s^2$							$^2D^3/_2$
40	Zr	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^2$		$5s^2$							$^3F_2$
41	Nb	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^4$		$5s^1$							$^6D^1/_2$
42	Mo	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^5$		$5s^1$							$^7S_3$
43	Ma	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^5$		$5s^2$							—
44	Ru	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^7$		$5s^1$							$^5F_5$
45	Rh	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^8$		$5s^1$							$^4F^9/_2$
46	Pd	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$									$^1S_0$
47	Ag	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^1$							$^2S^1/_2$
48	Cd	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$							$^1S_0$
49	In	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^1$						$^2P^1/_2$
50	Sn	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^2$						$^3P_0$
51	Sb	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^3$						$^4S^3/_2$
52	Te	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^4$						$^3P_2$
53	J	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^5$						$^2P^3/_2$
54	X	"	"	"	"	"	"	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^6$						$^1S_0$

Atom. numeris		K	L		M			N				O			P			Q	Pamatinis termas
	$n=$	1	2		3			4				5			6			7	
	$l=$	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	0	1	2	0	
		s	s	p	s	p	d	s	p	d	f	s	p	d	s	p	d	s	
55	Cs	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^6$		$6s^1$				$^2S^1/_2$
56	Ba	»	»	»	»	»	»	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^6$		$6s^2$				$^1S_0$
57	La	»	»	»	»	»	»	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$		$5s^2$	$5p^6$	$5d^1$	$6s^2$				$(^2D^3/_2)$
58	Ce										$4f^1$								
iki	iki	»	»	»	»	»	»	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	iki	$5s^2$	$5p^6$	$5d^1$	$6s^2$				
71	Cp										$4f^{14}$								
72	Hf	»	»	»	»	»	»	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$	$5s^2$	$5p^6$	$5d^2$	$6s^2$				$^3F_2$
73	Ta	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$	$5s^2$	$5p^6$	$5d^3$	$6s^2$				$(^4F^3/_2)$
74	W	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^4$	$6s^2$				$^5D_0$
75	Re	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^5$	$6s^2$				$(^6S^5/_2)$
76	Os	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^6$	$6s^2$				$(^5D_4)$
77	Ir	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^7$	$6s^2$				$(^4F^9/_2)$
78	Pt	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^8$	$6s^2$				$^3F_4$
79	Au	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^1$				$^2S^1/_2$
80	Hg	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$				$^1S_0$
81	Tl	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^1$			$^2P^1/_2$
82	Pb	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^2$			$^3P_0$
83	Bi	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^3$			$^4S^3/_2$
84	Po	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^4$			$^3P_2$
85	—	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^5$			—
86	Rn	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^6$			$^1S_0$
87	—	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^1$	—
88	Ra	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	$(^1S_0)$
89	Ac	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$6s^2$	$6p^6$	$6d^1$	$7s^2$	$(^2D^3/_2)$
90	Th	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$6s^2$	$6p^6$	$6d^2$	$7s^2$	$(^3F_2)$
91	Pa	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	$6s^2$	$6p^6$	$6d^3$	$7s^2$	$(^4F^3/_2)$
92	U	$1s^2$	$2s^2$	$2p^6$	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$6s^2$	$6p^6$	$6d^4$	$7s^2$	$(^5D_0)$

K sluoksnis (n=1) jau He_2 atome yra užpildytas. Nuo Li_3 atomo pradeda formuotis L sluoksnis (n=2), kuriame turi tilpti 8 elektronai. Šis sluoksnis Ne_{10} atome jau yra pilnas elektronų. Toliau pradeda jau formuotis M sluoksnis. Na_{11}, kaip ir Li_3, išoriniame sluoksnyje teturi tik 1 valentingumo elektroną; abiejų elementų cheminės savybės yra panašios; taip pat yra panašios šios savybės ir dvivalenčių elementų Be_4 ir Mg_{12}, kurie turi išoriniame sluoksnyje po du elektronus. Atkreipsime dėmesį į retąsias dujas. He_2 atome K sluoksnis yra užpildytas; elektronų santvarka (konfigūracija) jame tenka žymėti $1s^2$, nes $n=1$, $l=0$. Ne_{10} atome elektronų santvarka yra tokia: $1s^2\ 2s^2\ 2p^6$. Šiame atome jau yra pilni elektronų K ir L sluoksniai. Ar_{18} atome elektronų santvarka taip atrodo: $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6$; čia M sluoksnio yra pilni M_0 ir M_1. Bendrai, tenka pastebėti, kad retosioms dujoms yra būdinga s^2 ir p^6 santvarka, kuri yra ypatingai stabili ir chemiškai inertinga. Tokių atomų ir jonizacijos potencialas yra žymiai didesnis. Taip, jonizacijos potencialas H_1 yra 13,54, He_2—24,48, o Li_3 tik 5,37 voltų; arba jonizacijos potencialas F_9 yra 16,9. Ne_{10} — 21,5, o Na_{11} — tik 5,12 voltų.

X spindulių spektrai rodo, kad nuo K_{19} pradeda formuotis N sluoksnio (n=4) N_0, nors M sluoksnis dar nėra visai užpildytas. K_{19} atomo iš-

orinių elektronų santvarka yra $3s^2\ 3p^6\ 4s^1$. Panašiai ir Rb_{37} atome, dar neužpildžius N sluoksnio, pradeda formuotis O sluoksnio ($n = 5$) O_0, o Cs_{55} atome pradeda formuotis P sluoksnio ($n = 6$) P_0, nors dar N sluoksnio N_3 yra visai tuščias. Pagaliau pastebėsime dar štai ką. Ce_{58} atome N sluoksnis užpildomas toliau ir Cp_{71} atome jis jau yra visai pilnas. Ši elementų grupė sudaro vadinamąją retųjų žemių grupę; jie labai mažai tesiskiria savo cheminėmis savybėmis, nes jie turi tokį pat valentingumo elektronų skaičių.

Pagaliau minėjome, kad dešinėje pusėje sužymėti teoriškai išskaičiuoti pamatiniai termai. Iš anksčiau duotų dėsnių bei taisyklių galima išskaičiuoti atstojamąjį mechaninį momentą. Imsime vandenilį; jo elektronų santvarka yra $1s$, taigi, $n = 1$, $l = 0$, $s = {}^1/_2$; daugialypumas $S = 2$ ir $J = {}^1/_2$; pamatinis termas $^2S_{1/2}$. Helis turi du elektronus, kurių $n = 1$; $l = 0$, taigi, $L = 0$; $S = 0$ (nes $S = 1$ draudžia Pauli principas) ir $J = 0$; pamatinis termas $^1S_0$. Ličio pamatinį termą nusako $2s$ elektronas, nes $1s^2$ elektronų atstojamasis $J = 0$; pamatinis termas bus $^2S_{1/2}$; berilio pamatinis termas, kaip ir helio, bus $^1S_0$. XI lentelėje duoti kai kurių lengvųjų elementų S, L, J vertės ir pamatiniai termai.

XI LENTELĖ

	S	L	J	Pamatinis termas
Be	0	0	0	$^1S_0$
B	$^1/_2$	1	$^1/_2$	$^2P_{1/2}$
C	1	1	0	$^3P_0$
N	$^3/_2$	0	$^3/_2$	$^4S_{3/2}$
O	1	1	2	$^3P_2$
F	$^1/_2$	1	$^3/_2$	$^2P_{3/2}$
Ne	0	0	0	$^1S_0$

XI SKYRIUS

ELEKTRINĖS IR MAGNETINĖS MEDŽIAGŲ SAVYBĖS. ZEEMANO EFEKTAS

§ 63. Elektrinės ir magnetinės medžiagų savybės

Pagal Coulombo dėsnį, tarp dviejų, nutolusių nuo vienas kito r cm, elektros bei magnetizmo kiekių e_1 ir e_2 bei m_1 ir m_2 veikianti jėga F yra lygi:

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2} \quad \text{bei} \quad F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2} \qquad (63—1)$$

Čia ε ir μ yra siaučiančios šios kiekius aplinkos (medžiagos) dielektrinė konstanta ir magnetinis laidumas (permeabilitiškumas). Taigi, elektriniai ir magnetiniai reiškiniai priklauso nuo aplinkos, kurioje jie vyksta, nes aplinka elektriškai bei magnetiškai poliarizuojasi. Aplamai, medžiagos poliarizaciją galime taip sau vaizduotis.

Medžiaga yra sudėta iš atomų ir molekulų. Sakysime, kad jie turi abiejų ženklų elektros bei magnetizmo kiekius, kurie yra taip pasiskirstę, kad priešingų ženklų kiekiai yra nutolę vienas nuo kito. Taip pasiskirstę elektros bei magnetizmo kiekiai sudaro *elektrinius bei magnetinius dipolius*. Dipolio momentas yra išreiškiamas elektros bei magnetizmo kiekio ir nuotolio sandauga. Aplamai dipoliai esti chaotiškoje būsenoje, pakrypę įvairių įvairiausiomis kryptimis. Tuomet jų atstojamasis momentas išnyksta. Sukūrus elektrinį bei magnetinį lauką, dipoliai bent iš dalies susirikiuoja jėgų lauko kryptim, t. y. mažiausios energijos padėtin. Tuomet atstojamasis dipolių momentas nebėra lygus nuliui. Gauname *paraelektrinę bei paramagnetinę poliarizaciją*. Tačiau molekulos visą laiką juda ir daužosi, kas kliudo joms visai susitvarkyti lauko kryptimi. Ir tik labai stipriuose laukuose bei esant žemoms temperatūroms, kada molekulų judėjimas aptilsta, jos visos įveikia tai padaryti. Taigi, paraelektrinė ir paramagnetinė poliarizacija priklauso nuo jėgų lauko stiprumo ir temperatūros.

Poliarizacija gali kilti ir šiuo būdu. Priešingų ženklų elektros bei magnetizmo kiekiai molekuloje bei atome gali būti ir taip pasiskirstę, kad jų atstojamasis veikimas visai išnyksta; tuomet molekulos nėra dipoliai, ir medžiaga nepareiškia jokių elektrinių bei magnetinių savybių. Kai

tą medžiagą patalpiname į jėgų (elektrinį ar magnetinį) lauką, elektros bei magnetizmo kiekiai pasistumia vienas kito atžvilgiu. Tuomet jėgų lauke yra sukuriami elektriniai bei magnetiniai dipoliai, kurių atstojamasis momentas nėra lygus nuliui. Šiuo atveju turime *dielektrinę bei diamagnetinę poliarizaciją.* Dielektrinės poliarizacijos kilmę yra nesunku suprasti. Atomas yra sudėtas iš teigiamai įelektrinto branduolio, kurį gaubia elektronų sluoksnis. Pastarasis nėra visai standus; elektriniam laukui veikiant, jis šiek tiek deformuojasi, ir jo elektrinio svorio centras pasistumia branduolio atžvilgiu. Diamagnetinės poliarizacijos kilmė yra jau žymiai painesnė. Vėliau matysime, kad magnetinis laukas sukelia naują periodinį elektrono judėjimą apie branduolį. Bet elektros krovinių sukimasis sukuria magnetinį momentą, kuris ir sąlygoja diamagnetinę poliarizaciją. Dielektrinė bei diamagnetinė poliarizacija nuo temperatūros nepriklauso, kadangi molekulų smūgiai čia visai neatsiliepia poliarizacijai.

Medžiagos tūrio vieneto atstojamasis elektrinis bei magnetinis momentas nusako jos elektrinę bei magnetinę poliarizaciją P. Magnetinę poliarizaciją dažniausiai vadiname *medžiagos įmagnetėjimu* ir žymime I.

Ne visuomet poliarizacijos ir jėgų lauko kryptys sutampa. Bet izotropinėse medžiagose jos yra lygiagretės. Elektrinio lauko stiprumas $\mathcal{E}$ izotropinėje medžiagoje, kurios dielektrinė konstanta yra ε, taip yra išreiškiamas (63—1): $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0/\varepsilon$. Čia $\mathcal{E}_0$ yra elektrinio lauko stiprumas tuštumoje ($\varepsilon=1$); panašiai yra išreiškiamas ir magnetinio lauko stiprumas H medžiagoje, kurios magnetinis laidumas yra μ (63—1): $H=H_0/\mu$, kur H yra magnetinio lauko stiprumas tuštumoje ($\mu=1$). Paprastai $\varepsilon\mathcal{E}$ bei μH dydžius, nusakančius laukų stiprumus tuštumoje, vadiname *dielektriniu postūmiu* bei *magnetine indukcija* ir žymime D bei B. Juos galime vaizduotis sudėtus iš dviejų dalių : elektrinio bei magnetinio lauko stiprumo $\mathcal{E}$ bei H ir stiprumo, kurį sužadina poliarizacija P bei įmagnetėjimas I. Pastaroji stiprumo dalis yra proporcinga P bei I; proporcingumo koeficientas yra lygus 4π. Tokiu būdu

$$D=\mathcal{E}+4\pi P \text{ bei } B=H+4\pi I \qquad (63—2)$$

Padalinę iš $\mathcal{E}$ bei H, gausime:

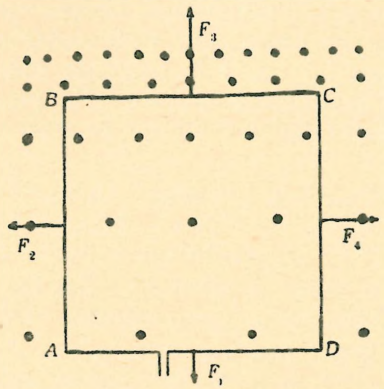
$$\varepsilon=1+4\pi\frac{P}{\mathcal{E}} \quad \text{ir} \quad \mu=1+4\pi\frac{I}{H} \qquad (63—3)$$

$P/\mathcal{E}$ ir I/H yra būdingi medžiagos elektrinis ir magnetinis dydžiai; $P/\mathcal{E}$ vadiname medžiagos *elektriniu*, o I/H — *magnetiniu susceptibiliškumu*, arba *įspūdingumu*. Juos žymime $\varkappa$. Tuomet

$$\varepsilon=1+4\pi\varkappa \text{ ir } \mu=1+4\pi\varkappa \qquad (63—4)$$

$\varkappa$ išreiškia 1 cm^3 medžiagos įspūdingumą. Dažnai jo vietoje yra imamas medžiagos 1 g *masės įspūdingumas* $\chi_g=\varkappa/d$, kur d yra medžiagos tankis, o kartais jos *molekulinis įspūdingumas* $\chi_{mol}=\varkappa V_{mol}=\chi_g A$, kur V_{mol} ir A yra medžiagos 1 grammolekulos tūris ir jos molekulinis svoris.

Pagal magnetines savybes medžiagos yra skirstomos į šias tris grupes: *diamagnetines;* šių medžiagų magnetinis laidumas $\mu < 1$ ir įspūdingumas $\varkappa < 0$; *paramagnetines,* kurių $\mu > 1$ ir $\varkappa > 0$ ($10^{-2} - 10^{-5}$), ir *feromagnetines* — $\mu >> 1$ ($\mu = 10^3 - 10^4$) ir $\varkappa >> 0$. Seniausiai yra žinomos feromagnetinės medžiagos (natūralūs ir dirbtiniai magnetai). Diamagnetines medžiagas pirmas nustatė A. Brugmannas 1779 m., o paramagnetines — Faradayus 1845 m. Elektrinių savybių atžvilgiu medžiagas norima skirstyti į dvi grupes: *dielektrines* ir *paraelektrines,* pagal jų dielektrinę ir paralektrinę poliarizaciją, nors paprastai dažniausiai visos medžiagos yra skaitomos dielektrinėmis — dielektrikais.



83 fig.

Diamagnetinių ir paramagnetinių medžiagų įspūdingumą nustatant, beveik visuomet matuojama jėga F, kuri veikia matuojamąją medžiagą, kai ją patalpiname į nevienalytį (nehomogeninį) magnetinį lauką. Ši jėga yra proporcinga magnetinio lauko stiprumo gradientui $\frac{\partial H}{\partial x}$ ir magnetiniam momentui M:

$$F = M \frac{\partial H}{\partial x} \qquad (63—5)$$

Į nevienalytį magnetinį lauką, kurio jėgų linijos yra statmenos 83 figūros plokštumai, patalpinsime kvadratinę elektros grandinę $ABCD$, kuria bėga I stiprumo elektros srovė. Šią grandinę veikia jėgos, kurių dydį ir kryptį vaizduoja atkarpos F_1, F_2, F_3 ir F_4. Jėgos F_2 ir F_4 yra lygios, bet priešingų krypčių, todėl jų veikimas pasinaikina Jėga $F_1 = IlH$, o $F_3 = Il\left(H + \frac{\partial H}{\partial x}\triangle x\right)$. Čia l yra kraštinių AD ir BC ilgis, H ir $H + \frac{\partial H}{\partial x}\triangle x$ yra šių kraštinių vietoje magnetinio lauko stiprumas. Atstojamoji jėga

$$F = F_3 - F_1 = Il\triangle x \frac{\partial H}{\partial x} = IS \frac{\partial H}{\partial x} \qquad (63—6)$$

kur S yra grandinės apjuosiamas plotas, nes $\triangle x = l$. Sandauga IS išreiškia grandinės magnetinį momentą M, taigi,

$$F = M \frac{\partial H}{\partial x}$$

Jei patalpintos į magnetinį lauką H medžiagos įspūdingumas yra $\varkappa$, tai jos įmagnetėjimas, arba magnetinis momentas, $I = \varkappa H$; jos tūrio elementas dv bus veikiamas jėgos

$$dF = \varkappa H \frac{\partial H}{\partial x} dv \qquad (63—7)$$

Kai matuojamos medžiagos tūris yra tiek mažas, kad jos užimamoje vietoje H galima laikyti pastoviu, tai

$$F = \varkappa H v \frac{\partial H}{\partial x} \qquad (63—8)$$

bet kai H nėra pastovus, tai

$$F = \varkappa \int_0^v H \frac{\partial H}{\partial x} \, dv \qquad (63—9)$$

Imsime tiriamosios medžiagos ilgesnį stiebą ir jį padėsime į magnetinį lauką. Tuomet veikiančios atskiras stiebo dalis jėgos sumuojamos. Kai stiebo skersinio piūvio plotas yra S, tai $dv = Sdx$. Tuomet

$$F = \varkappa S \int_{x_2}^{x_1} H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} \, dx = \frac{1}{2} \varkappa S (H_1^2 - H_2^2) \qquad (63—10)$$

Čia H_1 ir H_2 yra magnetinio lauko statmenos stiebo krypčiai x dedamosios H_y vertės vietose x_1 ir x_2 Paprastai stiebo ilgis taip parenkamas ir padedamas, kad jo vienas galas yra ten, kur magnetinio lauko stiprumas yra didžiausias ($H_1 = H_{didž.}$), o antras — kur jis yra labai mažas ($H_2 (=) 0$). Tuomet

$$F = {}^1/_2 \varkappa S H^2_{didž.} \qquad (63—11)$$

Jėga F taip matuojama. Prie jautrių svarstyklių vienos lėkštelės prikabinamas matuojamosios medžiagos stiebas, kuris nuleidžiamas tarp stipraus elektromagneto polių, ir nustatoma pusiausvyra Paskui sužadinamas magnetinis laukas ir ant svarstyklių lėkštelės dedama tiek svarelių, kol vėl atsitaiso pusiausvyra. Tirpalų bei skysčių įspūdingumas nustatomas iš skysčio pakilimo siaurame vamzdelyje, kai jis talpinamas į stiprų magnetinį lauką tarp elektromagneto polių. Magnetinis įspūdingumas yra išmatuotas daugelio medžiagų.

Tyrimas rodo, kad paramagnetinių medžiagų įspūdingumas nepriklauso nuo magnetinio lauko stiprumo, bet medžiagos temperatūrai keičiantis, jis kinta. P. Curie yra nustatęs, kad paramagnetinių medžiagų įspūdingumas χ yra atvirkščiai proporcingas absoliutinei temperatūrai T; jei proporcingumo koeficientą, vadinamą *Curie konstanta*, pažymime C, tai χ galime taip išreikšti:

$$\chi = \frac{C}{T} \qquad (63—12)$$

Pastaroji lygtis išreiškia *Curie dėsnį*. Ne visoms paramagnetinėms medžiagoms šis dėsnis vienodai gerai tinka; vienoms jis tinka geriau, kitoms blogiau. Feromagnetinių medžiagų įspūdingumas priklauso nuo magnetinio lauko stiprumo ir temperatūros; pastarajai kylant, jis iš pradžių lėčiau, o vėliau staigiau mažėja Pakilus temperatūrai iki vadinamojo *Curie taško* (temperatūros), kuris skirtingų medžiagų yra kitoks,

feromagnetinės medžiagos savybės išnyksta; medžiaga virsta paramagnetine, taigi, jos χ lieka nepriklausomas nuo magnetinio lauko stiprumo. Tokiu būdu feromagnetizmas yra tik atskiras paramagnetizmo atvejas. Diamagnetinių medžiagų įspūdingumas nepriklauso nei nuo temperatūros, nei nuo magnetinio lauko stiprumo. Dažnai jis nepakinta ir medžiagai agregatinę būseną keičiant, kai medžiaga skystėja.

§ 64. Dielektrinė poliarizacija. Šviesos dispersija ir absorbcija

Elektrinę medžiagos poliarizaciją teoriškai aiškina Lorentzo sukurta elektroninė teorija. Iš pradžių panagrinėsime dielektrinę poliarizaciją. Tegu 1 cm^3 turime iš viso N^1 molekulų arba atomų. Tarp jų nuotoliai yra tiek dideli (pvz., dujose), kad jos viena kitos visai neveikia. Elektros kiekiai jose yra taip pasiskirstę, kad molekulos arba atomai nėra dipoliai. Ir tik elektriniame laukė šie kiekiai pasistumia vienas kito atžvilgiu, ir molekulos arba atomai pasidaro dipoliai. Kai šie elektros kiekiai yra surišti lyg ir elastingomis jėgomis, tai jų pasistūmimas s, taigi, ir dipolių momentai p yra proporcingi elektrinio lauko stiprumui $\mathcal{E}$. Jei proporcingumo koeficientą pažymėsime α, tai

$$p = \alpha\mathcal{E} \tag{64—1}$$

ir visa 1 cm^3 poliarizacija

$$P = N^1\alpha\mathcal{E} \tag{64—2}$$

Įstatę P reikšmę į (63—3), turėsime

$$\varepsilon = n^2 = 1 + 4\pi N^1\alpha \tag{64—3}$$

nes pagal Maxvellio reliaciją (11—5) $n^2 = \varepsilon$. Praretintos medžiagos lūžio rodyklis n yra artimas vienetui, todėl apytiksliai

$$n^2 - 1 = (n - 1)(n + 1) (=) 2(n - 1) \tag{64—4}$$

Tokiu būdu

$$n - 1 (=) 2\pi N^1\alpha \tag{64—5}$$

Veikiant kintamam elektriniam laukui, pvz., šviesos elektromagnetiniam, atomo elektronas (arba elektronų sluoksnis), sekdamas lauko stiprumo $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 \sin 2\pi\nu t$ kitimą, harmoniškai vibruoja. Elektrono pasistūmimas, arba elongacija, s yra taip išreiškiama*):

$$s = \frac{e\mathcal{E}_0 \sin 2\pi\nu t}{4\pi^2 m(\nu_0^2 - \nu^2)} \tag{64—6}$$

---

*) Priverstinis harmoninis elektrono judėjimas yra nusakomas tokia diferencialine lygtim:

$$m\frac{d^2s}{dt^2} + ks = -e\mathcal{E} = -e\mathcal{E}_0 \sin 2\pi\nu t$$

arba, įvedus elektrono tikrąjį dažnumą ν_0 ir $2\pi\nu_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$,

$$\frac{d^2s}{dt^2} + 4\pi^2\nu_0^2 s = -e\mathcal{E}_0 \sin 2\pi\nu t$$

Šių lygčių sprendinys yra s (64–6).

kur m yra elektrono masė, ν_0 — jo tikrasis (savasis) dažnumas ν — kintamo elektrinio lauko dažnumas. Dipolio momentas $p = es$ bus lygus:

$$p = \frac{e^2/m \cdot \mathcal{E}_0 \sin 2\pi\nu t}{4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2)} \qquad (64—7)$$

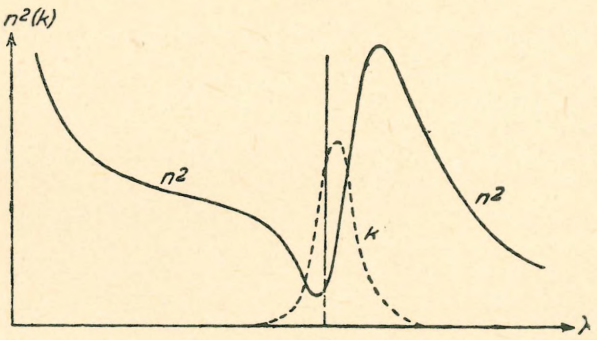
taigi,

$$\alpha = \frac{e^2/m}{4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2)} \qquad (64—8)$$

Kai turime ne vieną, bet f elektronų (f nurodo osciliatorių skaičių), tuomet

$$n - 1 = \frac{fN^1 \cdot e^2/m}{2\pi (\nu_0^2 - \nu^2)} \qquad (64—9)$$

Ši formula nusako visus šviesos dispercijos bei jos absorbcijos būdinguosius bruožus. Tikrasis dažnumas ν_0 atitinka atomo absorbcijos dažnumą, nes kai šviesos dažnumas $\nu = \nu_0$, turime rezonansą; tuomet visa šviesos energija esti absorbuojama ir išsklaidoma į visas puses. Laisvo atomo absorbcijos linijos yra ultravioletinėje spektro dalyje. Matomojoje spektro dalyje $\nu < \nu_0$, taigi, čia $n > 1$. Bangų ilgiui trumpėjant ir dažnumui didėjant, ν artėja prie ν_0; $\nu_0^2 - \nu^2$ mažėja; vadinasi, einant į trumpųjų bangų pusę, lūžio rodiklis n didėja. Turime normalią šviesos bangų dispersiją. Pereinant absorbcijos liniją n yra mažesnis už vienetą, ten ilgesnės šviesos bangos lūžta daugiau už trumpesnes. Dispersijos bei absorbcijos koeficiento kitimą vaizduoja 84 fig. kreivės. Vientisinė kreivė vaizduoja n^2, o brūkšniuota — absorbcijos koeficiento k kitimą, šviesos bangai ilgėjant.



84 fig.

Kai atomas turi kelias absorbcijos linijas, taigi kelių (f_i) rūšių osciliatorius, tuomet

$$n - 1 = \frac{N^1 e^2/m}{2\pi} \Sigma \frac{f_i}{\nu_{0_i}^2 - \nu^2} \qquad (64—10)$$

Esant medžiagai tankesnei (kietieji ir skystieji kūnai), paimtojo atomo vietoje veikia mikroskopinis elektrinis laukas, kurio stiprumas F, dėl pasireiškiančio tarp molekulų tarpusavio veikimo, nėra lygus makroskopinio (išorinio) lauko stiprumui $\mathcal{E}$. Toks stiprumų skirtumas susidaro todėl, kad makroskopinio lauko susidaryme dalyvauja visi elektros kroviniai, o mik-

roskopiniam laukui susidarant paimtojo atomo kroviniai nedalyvauja. Šiuo atveju molekulos arba atomo dipolinis momentas taip yra išreiškiamas:

$$p = \alpha \left(\mathcal{E} + \frac{4\pi}{3} P \right) \tag{64—11}$$

ir visą poliarizacija

$$P = N^1 \alpha \left(\mathcal{E} + \frac{4\pi}{3} P \right) \tag{64—12}$$

Iš čia

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \mathcal{E} = \frac{N^1 \alpha \mathcal{E}}{1 - \frac{4\pi}{3} N^1 \alpha} \tag{64—13}$$

Tuomet

$$\frac{4\pi}{3} N^1 \alpha = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \tag{64—14}$$

Įstatę į (64—14) α reikšmę, gauname:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N^1 e^2/m}{3\pi} \sum \frac{f_i}{\nu_{0_i}^2 - \nu^2} \tag{64—15}$$

Kadangi grammolekuloje iš viso turime N molekulų, tai 1 cm^3 jų bus

$$N^1 = \frac{N}{M} \rho \tag{64—16}$$

kur M ir ρ yra medžiagos molekulinis svoris ir jo tankis. Tokiu būdu

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{Ne^2/m}{3\pi} \sum \frac{f_i}{\nu_{0_i}^2 - \nu^2} \tag{64—17}$$

Dydis $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho}$ yra vadinamas *molekuliniu išsklaidymu, arba refrakcija.*

Labai ilgoms bangoms ($\nu = 0$)

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{N^1 e^2/m}{3\pi} \sum \frac{f_i}{\nu_{0_i}^2} \tag{64—18}$$

Gauname statinę medžiagos dielektrinę konstantą ε. Daugeliui medžiagų taip nusakytos statinės dielektrinės konstantos vertės atitinka išmatuotas jos vertes. Tačiau pasitaiko ir žymių nesutapimų, pvz., vandeniui. Jie iškyla todėl, kad kai kurios medžiagos poliarizuojasi ne tik dielektriškai, bet ir paraelektriškai; ir paraelektrinė poliarizacijos dalis yra tiek žymi, kad ją atmesti nebegalima. Lygtis (64—13) nusako tik dielektrinę visos poliarizacijos dalį. Taigi, lygties (64—18) nusakomos dielektrinės konstantos vertės tinka tik dielektrinėms, be dipolių, medžiagoms.

§.65. Diamagnetinė poliarizacija

Pirmą platesnį ir išsamesnį magnetinių reiškinių teorinį aiškinimą davė P. Langevinas 1905 m.; jo aiškinimas taipgi yra paremtas elektroninė teorija. Magnetinių reiškinių Langevino teorijos pamatinės mintys galioja ir dabartiniu laiku. Pagal ją, diamagnetinių medžiagų atomai, jonai bei molekulos nuolatinio magnetinio momento neturi; jie jį įgyja tik magnetiniame lauke. Kaip žinome, atome apie teigiamai įelektrintą branduolį skrieja vienas arba daugiau elektronų. Šiems skriejant, sukeliama elektros srovė. Tegu elektrono masė yra m, jo elektros kiekis e, jo greitis $v = \omega r$, čia ω yra elektrono kampinis greitis, r elektrono orbitos (apskritimo) stipinas. Tuomet laikas τ, per kurį elektronas apibėga orbita, yra lygus:

$$\tau = \frac{2\pi r}{\omega r} = \frac{2\pi}{\omega} \qquad (65—1)$$

taigi, dažnumas ν bus lygus:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \qquad (65—2)$$

Kadangi nešamas elektros kiekis yra e, tai sukeltos elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{e\omega}{2\pi} \qquad (65—3)$$

Elektros srovės sukurtas magnetinis momentas μ yra išreikiamas sandauga IS, kur S yra elektros srovės apjuosiamo paviršiaus plotas, $S = \pi r^2$. Taigi,

$$\mu = IS = \frac{e\omega}{2\pi}\,\pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \qquad (65—4)$$

Magnetinio momento kryptis priklauso nuo elektrono skriejimo krypties. Esant sistemai pusiausvyroje įcentrinė jėga F yra lygi išcentrinei jėgai $mr\omega^2$, taigi,

$$F = mr\omega^2 \qquad (65—5)$$

Dabar patalpinsime atomą į magnetinį lauką, kurio stiprumas yra H. Tuomet ilgio elementą dl, kuriuo bėga stiprumo I elektros srovė, veikia jėga dF, kuri yra lygi:

$$dF = HI.dl \qquad (65—6)$$

Magnetiniame lauke elektroną veikia priedinė jėga

$$\triangle F = H \cdot \frac{e\omega}{2\pi}\,2\pi r = Her\omega \qquad (65—7)$$

nukreipta į centrą. Pakitus įcentrinei jėgai F, turi pasikeisti ir išcentrinė jėga $mr\omega^2$, taigi, turi pakitėti arba r, arba ω, arba abu drauge. Langevinas išrodo, kad kalbamuoju atveju tepakinta tik ω. Jei pastarojo kitimą pažymėsime $\triangle\omega$, tai, nusistačius vėl pusiausvyrai, turi galioti ši lygybė:

$$F + \triangle F = mr\omega^2 + He\omega r = mr\,(\omega + \triangle\omega)^2 \qquad (65—8)$$

Kadangi $\triangle\omega$ yra labai mažas, tai $mr\triangle\omega^2$ bus tai pat labai mažas ; jį galima atmesti; tuomet iš lygties (65—8) gauname, kad

$$\triangle\omega = \frac{eH}{2m} \qquad (65—9)$$

Pastaroji lygtis išreiškia elektrono kampinio greičio pakitimą, kai elektronas skrieja magnetiniame lauke. Priedinį kampinį greitį $\triangle\omega$ atitinka priedinis magnetinis momentas $\triangle\mu$; šis yra lygus:

$$\triangle\mu = \frac{1}{2} er^2\triangle\omega = \frac{e^2r^2}{4m} H \qquad (65—10)$$

Šis priedinis magnetinis momentas $\triangle\mu$ ir sukelia diamagnetizmą. Jo kryptis yra visuomet priešinga magnetinio lauko krypčiai.

Kai atomas turi ne vieną, bet z elektronų, tai tuomet priedinis magnetinis momentas

$$\triangle\mu = \frac{ze^2r^2}{4m} H \qquad (65—11)$$

Medžiagos gramatomo magnetinį momentą skaičiuojant, tenka atsižvelgti į tai, kad elektronai skrieja ne apskritimais, bet elipsiais, ir kad elektronų orbitų plokštumos yra visiškai atsitiktinai pakrypusios erdvėje; dėl to diamagnetinis įspūdingumas taip išreiškiamas:

$$\chi = \frac{e^2N}{6m} \Sigma \overline{r^2} \qquad (65—12)$$

Čia N yra Avogardo skaičius, r^2 — elektrono orbitos stipino kvadrato vidurkis.

Čia mes nagrinėjome paprasčiausią atvejį, kai ašis, apie kurią skrieja elektronas, eina magnetinio lauko kryptim. Jei ši ašis nesutampa su magnetinio lauko kryptim, tai tuomet visa atomo sistema pradeda suktis apie ašį, einančią lauko kryptim; sakoma, sistema pradeda precesuoti. Šis sukimasis vadinamas *Larmoro precesija.* Jos kampinis greitis išreiškiamas lygiai taip pat, kaip elektrono kampinio greičio kitimas (65—9).

§ 66. Paraelektrinė ir paramagnetinė poliarizacija

Paraelektrinių ir paramagnetinių bei feromagnetinių medžiagų atomai, jonai ir molekulos yra dipoliai, taigi, jie turi nuolatinį elektrinį ir magnetinį momentą. Kai elektrinio arba magnetinio lauko nėra, jų (pvz., paramagnetinių dujų atomų bei molekulų) momentai yra pakrypę įvairių įvairiausiomis kryptimis; jų visų atstojamasis momentas yra lygus nuliui, nes atskirų elementarių elektrinių bei magnetinių momentų veikimas, jį susumavus, pasinaikina. Atomai, jonai arba molekulos visą laiką juda ir daužosi; todėl nuolat keičiasi dipolių momentų kryptis ir vyksta energijos perdavimas. Sudarius elektrinį arba magnetinį lauką, dipolius pradeda veikti sukamasis momentas, kuris stengiasi juos pakreipti elek-

trinio arba magnetinio lauko kryptim. Gaunama elementarių vilkelių (žirostatų) sistema; magnetiniame lauke magnetiniai dipoliai pradeda precesuoti apie lygiagretę lauko krypčiai ašį, būdami visą laiką tuo pačiu kampu pakrypę į ją. Taigi, iš pradžių atrodo, kad ir elektriniame bei magnetiniame lauke atstojamasis momentas nepakinta; šį momentą sudaro elektrinio bei magnetinio momento dedamoji jėgų lauko kryptim. Tačiau atomai, jonai ir molekulos daužydamiesi pakrypsta energetiniu atžvilgiu palankesne kryptim; ir todėl didesnis atomų, jonų bei molekulų skaičius pasisuka magnetinio lauko kryptim. Taip orientuotų atomų, jonų ir molekulų skaičius didėja, temperatūrai mažėjant; o esant absoliutiniam nuliui, beveik visų atomų bei molekulų elektrinių arba magnetinių momentų ašys pakrypsta elektrinio arba magnetinio lauko kryptim.

Kiekybiniams santykiams rasti L a n g e v i n a s taiko klasinę (Boltzmanno) statistiką. Ji sako, kad tikimybė atomui, jonui ir molekulai turėti potencinę energiją E yra proporcinga $e^{-\frac{E}{kT}}$ (45—6), čia e yra natūralių logaritmų pamatas, k — Boltzmanno konstanta, T — absoliutinė temperatūra. Kad rastų visų atomų, jonų ir molekulų pasiskirstymą turimos energijos atžvilgiu, visą molio užimtą tūrį taip padalo į atskiras sritis, jog turinčios tą pačią potencinę energiją molekulos yra toje pačioje srityje. Magnetiniame lauke tos pačios srities atomai, jonai ir molekulos, vienodai pakrypę į magnetinio lauko kryptį ir jo veikiami, precesuoja apie ašį, einančią magnetinio lauko kryptim. Sudėjus visų atomų, jonų bei molekulų elektrinio bei magnetinio momento p bei μ dedamąsias jėgų lauko kryptim, yra gaunamas visas molio momentas. Į smulkesnius šios teorijos išvedžiojimus nesigilinsime*), tik patieksime čia jos išvadas. Atstojamasis 1 cm^3 dipolių momentas, t. y. paraelektrinė poliarizacija P yra lygi:

$$P = N^1 p \left[\frac{1}{3}\frac{p\mathfrak{E}}{kT} - \frac{1}{45}\left(\frac{p\mathfrak{E}}{kT}\right)^3 + \frac{2}{945}\left(\frac{p\mathfrak{E}}{kT}\right)^5 \ldots\right] \qquad (66—1)$$

Čia p yra elementaraus dipolio momentas, $\mathfrak{E}$ elektrinio lauko stiprumas, k — Boltzmanno konstanta, T — absoliutinė temperatūra, N^1 dipolių skaičius 1 cm^3. Panašiai yra išreiškiama ir paramagnetinė poliarizacija σ. Ją gausime, lygtyje (66—1) pakeitę p dipolio magnetiniu momentu μ ir $\mathfrak{E}$ — magnetinio lauko stiprumu H. Kai santykis $\left(\frac{p\mathfrak{E}}{kT}\right)$ arba $\left(\frac{\mu H}{kT}\right)$ yra nedidelis, taigi, kai elektrinio bei magnetinio lauko stiprumas yra nedidelis, o temperatūra nėra labai žema, tai lygtyje (66—1) aukštesnio laipsnio narius galime atmesti. Tuomet paraelektrinė ir paramagnetinė poliarizacijos P ir σ yra lygios:

$$P = \frac{N^1 p^2}{3kT}\mathfrak{E} \text{ ir } \sigma = \frac{N^1 \mu^2}{3kT}H \qquad (66—2)$$

---

*) Smulkiau šią teoriją galima rasti teorinės fizikos vadovėlyje: G. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik, 1932 m. pp. 385—387 arba W. Klemm, Magnetochemie, pp. 58—69.

ir paraelektrinis bei paramagnetinis medžiagos įspūdingumas $\varkappa$ yra lygus:

$$\varkappa_e = \frac{P}{\mathcal{E}} = \frac{N^1 p^2}{3kT} \quad \text{ir} \quad \varkappa_m = \frac{N^1 \mu^2}{3kT} \tag{66—3}$$

Taigi, tam tikrose ribose elektrinis ir magnetinis medžiagos įspūdingumas nepriklauso nuo jėgų lauko stiprumo.

Lygtyje (64—14) α dydį pakeitę $\frac{p^2}{3kT}$, gausime paraelektrinę dielektrinės konstantos dalį, kai atsižvelgiame į tarpinį dipolių veikimą; ją galime taip išreikšti:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi N^1 p^2}{9kT} \tag{66—4}$$

Molekulinė poliarizacija yra lygi:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi N p^2}{9kT} \tag{66—5}$$

Magnetinį įspūdingumą (66—3) $\varkappa_m$ padalinę iš medžiagos tankio ρ gausime 1 g įspūdingumą χ_g, o pastarąjį padauginę iš molekulinio svorio M — molinį įspūdingumą χ_{mol}. Pastarasis yra lygus:

$$\chi_{mol} = \frac{\varkappa_m M}{\rho} = \frac{N\mu^2}{3kT} = \frac{N^2\mu^2}{3RT} = \frac{C}{T} \tag{66—6}$$

jei $\frac{N^2\mu^2}{3R}$ pažymėsime C.

Ši lygtis išreiškia jau minėtą (63—12) Curie dėsnį. Iš pastarosios lygties galime rasti atskiros molekulos magnetinį momentą, nes $N\mu = \sqrt{3RC}$

Kai $\frac{p\mathcal{E}}{kT}$ bei $\frac{\mu H}{kT}$ vertės artėja prie vieneto, tuomet aukštesnių laipsnių narių atmesti nebegalime. Tada įspūdingumas nebėra atvirkščiai proporcingas temperatūrai ir priklauso ir nuo jėgų lauko stiprumo. Šiuo atveju pasireiškia apsilenkimas su Curie dėsniu. $\frac{p\mathcal{E}}{kT}$ ir $\frac{\mu H}{kT}$ vertėms didėjant, taigi, stipresniuose jėgų laukuose ir esant žemesnėms temperatūroms, turi būti gautas elektrinis bei magnetinis įsotinimas, kokį, pvz., turi feromagnetinės medžiagos, kas tikrai ir eksperimentiškai yra nustatyta.

Pagaliau tenka pastebėti, kad pagal šią teoriją bet kuri medžiaga yra dielektrinė bei diamagnetinė; taigi, paraelektrinės bei paramagnetinės medžiagos yra ir dielektrinės bei diamagnetinės. Taip ir yra; tik kartais pastarosios savybės (pvz., magnetiniu atveju) yra žymiai silpniau išreikštos, todėl dažnai ir nepastebiamos.

Išvedant lygtį (66—1) imama, kad dipoliai gali būti bet kaip orientuoti jėgų lauko krypties atžvilgiu. Tačiau kvantų teorija sako, kad iš tiesų taip nėra, kad pakrypimo kampai gali turėti tik tam tikras atskiras vertes (§ 55). Taigi, poliarizaciją nagrinėjant, tenka į tai atsižvelgti. Dėl

paraelektrinės poliarizacijos, tai ir kvantiškai nagrinėjant, išvados mažai tepakinta. Daugiau dipolių kvantavimas atsiliepia paramagnetinei poliarizacijai.

§ 67. Bohro magnetonas. Atomų magnetinis momentas

Paramagnetinių medžiagų savybes aiškinant, medžiagos atomams bei jonams yra skiriamas magnetinis momentas. Pastarasis yra taip sukeliamas.

Pagal Bohro atomo teoriją, planetinis elektronas, skriedamas aplink branduolį, sukelia mechaninį ir magnetinį momentus. Mechaninis momentas p, kaip žinome, yra kartotinis $h/2\pi$ (52—2):

$$p = mr^2\omega = l\,\frac{h}{2\pi} \qquad (67—1)$$

Čia m yra elektrono masė, ω — jo kampinis greitis, l — šalutinis kvantų skaičius. Magnetinis momentas μ yra lygus (65—4):

$$\mu = \frac{1}{2}\,er^2\omega \qquad (67—2)$$

μ galime ir taip išreikšti:

$$\mu = p \cdot \frac{e}{2m} \qquad (67—3)$$

arba

$$\mu = l \cdot \frac{eh}{4\pi m} \qquad (67—4)$$

Tokiu būdu magnetinis atomo momentas yra kartotinis dydžiui $\frac{eh}{4\pi m}$; šis dydis yra magnetinio momento kvantinis vienetas; jį vadiname *Bohro magnetonu* ir žymime μ_0. Magnetoną galime išskaičiuoti iš bendrųjų konstantų:

$$\mu_0 = (9{,}175 \pm 0013) \cdot 10^{-21} \text{ e. m. v.}$$

Molekulinis Bohro magnetonas yra lygus:

$$N\mu_0 = 5564 \text{ gausų} \times \text{cm}^3$$

Kai $l = 1$, tai $\mu = \mu_0$; taigi, p elektrono magnetinis momentas yra lygus Bohro magnetonui.

Atomo planetinis elektronas, skriedamas aplink branduolį, sukasi ir aplink savo ašį. Šis elektrono sukinys sukelia mechaninį ir magnetinį momentą. Sukinio sukeltas mechaninis momentas $s = \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, o magnetinis

momentas μ_s yra lygus ne pusei, bet visam magnetonui. Tatai vadinama *magnetine anomalija.*

Atomų magnetinius momentus galime išmatuoti bei išskaičiuoti iš jų mechaninių momentų. Eksperimentiškai atomų magnetiniai momentai yra matuojami Sterno - Gerlacho būdu (§ 56). Padauginę lygties (56—8) skaitiklį ir vardiklį iš Avogadro skaičiaus N ir prisiminę, kad $\frac{Mv^2}{2} = \frac{3}{2}RT$ (43—16), gauname:

$$d = \frac{\mu}{6R} \frac{l^2}{T^2} \frac{\partial H}{\partial Z} \qquad (67—5)$$

Išmatavę $\frac{\partial H}{\partial Z}$, l ir T, galime išskaičiuoti μ. Šiuo būdu Gerlachas nustatė magnetinį momentą Ag, Cu, Au, Ni, Fe, Pb, Sn ir k. elementų ir rado: Ag, Cu ir Au atomų magnetinis momentas yra lygus $1\mu_0$, Pb, Sn ir Fe jis yra lygus nuliui, Ni — nuliui arba $2\mu_0$. Vėliau panašiais matavimais buvo nustatyta, kad visų vienvalenčių atomų magnetinis momentas yra lygus 1 μ_0. Dvivalenčių — žemės šarminių metalų (Zn, Cd...) atomų magnetinis momentas yra lygus nuliui. Apskritai, matavimai parodė, kad atomo magnetinis momentas gaunamas sudėjus vektoriškai atskirų elektronų orbitų magnetinius momentus; be to, paaiškėjo, kad to pačio sluoksnio elektronų magnetiniai momentai yra linkę vienas kitą panaikinti ir jie visai pasinaikina, kai sluoksnis yra visiškai užpildytas.

Atomų magnetiniai momentai teoriškai skaičiuojami iš jų mechaninių momentų. Atomo atstojamasis mechaninis momentas yra lygus $J\frac{h}{2\pi}$, kur J yra jo vidinis kvantų skaičius. Orbitos magnetinio ir mechaninio momentų santykis $\mu/p = \frac{e}{2m}$, o sukinio — e/m. Jei mechaninis momentas $p = J\frac{h}{2\pi}$, tai sukinio magnetinis momentas (kai $L=0$) $\mu_s = 2J\mu_0$, o orbitos magnetinis momentas (kai $S=0$) $\mu = J\mu_0$. Kai $J\frac{h}{2\pi}$ yra orbitos ir sukinio mechaninių momentų atstojamasis, tuomet magnetinis momentas μ taip yra išreiškiamas:

$$\mu = gJ\mu_0 \qquad (67—6)$$

Čia g yra tam tikras skaičius, vadinamas *Landé skilimo faktorium* (§ 69), iš kurio dauginame vidinį kvatų skaičių J, kad gautume magnetinio momento vertę. Kai turime tik sukinio mechaninį momentą, tai imame $g=2$, o kai turime tik orbitos mechaninį momentą, tai $g=1$. Bendru atveju, kai turime orbitos ir sukinio mechaninius momentus, g taip yra išreiškiamas (69—8):

$$g = 1 + \frac{J^2+S^2-L^2}{2J^2} \qquad (67—7)$$

kur S ir L yra atitinkamai atstojamieji sukinio ir šalutinis kvantų skaičiai. Taigi, apskritai, magnetinis momentas

$$\mu = \left(1 + \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2}\right) J\mu_0 \qquad (67-8)$$

Bet tyrimas rodo, kad išmatuotos ir šiuo būdu išskaičiuotos magnetinio momento vertės nesutampa; pasireiškusiam skirtumui prašalinti g tenka taip reikšti:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \qquad (67-9)$$

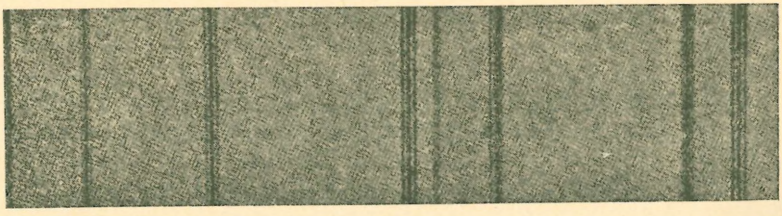
Tokį g reiškimą vėliau teoriškai pamatavo bangų mechanika. Joje S pakeičiamas $\sqrt{S(S+1)}$, L — $\sqrt{L(L+1)}$ ir J — $\sqrt{J(J+1)}$ tais atvejais, kai precesija vyksta aplink kintamą erdvėje ašį, pvz., esant $J = (LS)$ ryšiui. Bet kai precesija vyksta aplink erdvėje pastovią ašį, pvz., apie išorinio magnetinio lauko kryptį, tuomet galioja S, L, J vertės.

Taip skaičiuodama magnetinius momentus, kvantų teorija gauna tokias bendras išvadas. „Pabaigtų konfigūracijų" pamatinis termas yra $^1S_0$. Jų magnetinis momentas yra lygus nuliui, nes orbitų bei sukinio momentai pasinaikina. Atomai yra diamagnetinai. Pabaigtą (s^2p^6) elektronų santvarką turi retųjų arba tauriųjų dujų (He, Ar, Kr ir kt.) atomai; į tauriųjų dujų atomus panašūs jonai, pvz., F^-, S^{--}, K^+, Sr^{++}, La^{+++} ir t. t. toliau, atomai ir jonai, kurie turi šią elektronų santvarką: $s^2p^6d^{10}$, pvz., Pd, Cu^+, Cd^{++}, Tl^{+++} ir kt., ir visi atomai ir jonai, kurie, be tauriųjų dujų (s^2p^6) ir vario jono ($s^2p^6d^{10}$) santvarkos, turi dar s^2 elektronus, pvz., Be, Zn, Ga^+, Pb^{++} ir kt.

Visi kiti jonai turi permanentinį magnetinį momentą, taigi, jie visi yra paramagnetiniai. Patikrinus šias kvantų teorijos išvadas eksperimentiškai, nustatyta, kad daugumoje atvejų teorijos išskaičiuoti ir išmatuoti daviniai sutinka, nors pasitaiko ir nesutapimų.

§ 68. Zeemano efektas

1896 m. Zeemanas pastebėjo, kad patalpinto į stiprų magnetinį lauką šviesos šaltinio spinduliuojamos spektro linijos suskyla į komponentus (85 fig.). Šis reiškinys yra vadinamas atradėjo vardu — *Zeemano efektu*. Pats Zeemanas jau nustatė šio efekto būdingas savybes. Skersinia-



85 fig.

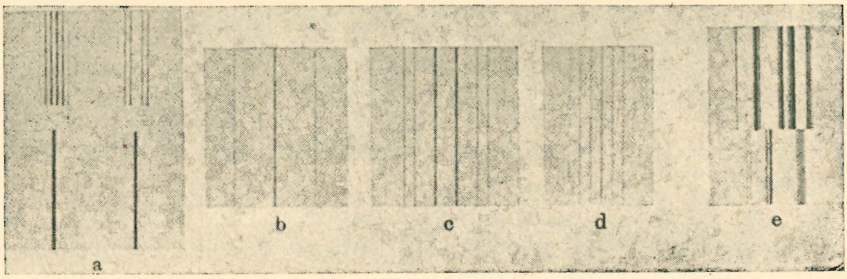
me, t. y. kai stebėjimo kryptis yra statmena magnetinio lauko jėgų linijų krypčiai, efekte spektro linija išsiskaido į 3 atskiras linijas — tripletą; vidurinė linija užima pirminės linijos vietą; ji yra poliarizuota lygiagrečiai magnetinio lauko krypčiai ir dažnai vadinama π komponentu. Iš abiejų jos pusių vienodai nutolusios švyti dvi kraštinės, poliarizuotos statmenai magnetinio lauko krypčiai, vadinamieji σ komponentai. Pastarųjų bangų ilgio kitimas $\triangle\lambda$ yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui H ir pirminės linijos bangos ilgio λ kvadratui, taigi,

$$\triangle\lambda = a\lambda^2 H \qquad (68—1)$$

Čia a yra konstanta, dažnai vadinama *Lorentzo vienetu.* Kai H yra išreiškiamas gausais, λ — centimetrais, tai $a = 4{,}67.10^{-5}$ cm^{-1} gaus^{-1}. Formula (68—1) suprastėja, kai imama bangų skaičiaus kitimas $\triangle\nu_0$; tuomet

$$\triangle\nu_0 = aH \text{ cm}^{-1} \qquad (68—2)$$

Išilginiame, t. y. kai stebima magnetinio lauko jėgų linijų kryptim, efekte vidurinė linija (π) visai išnyksta ir pasilieka tik abi kraštinės, kurios šiuo atveju yra ratiškai (cirkuliariškai) poliarizuotos priešinga viena antrai kryptim. Pasirodė, kad Zeemano pastebėtas efektas — spektro linijos ski-



86 fig.

limas į tripletą — vadinamas paprastai *normaliu Zeemano efektu,* tepasitaiko labai retai. Šios rūšies efektas gaunamas stebint vandenilio, jonizuoto helio ir šarminių metalų vienlypes spektro linijas. Daug dažniau pasitaiko vadinamasis *anomalus Zeemano efektas.* 86 fig. matome tokį Zeemano efektą; *a*—natrio *D* linijos (dubleto), b—d—cinko tripleto. Skersiniame efekte stebimoji spektro linija susiskaido į dviejų grupių komponentus, kurių skaičius grupėse kartais prašoka 10: į π ir σ komponentus. Kiekvienos grupės komponentai yra pasiskirstę simetriškai pirminės spektro linijos vietos atžvilgiu. Išilginiame efekte π komponentai visai pranyksta, o σ komponentai palaiko savo vietą, bet jų poliarizacija pakinta į ratišką. Komponentų bangų ilgio $\triangle\lambda$ arba jų bangų skaičiaus $\triangle\nu$, kitimas ne labai stipriuose magnetiniuose laukuose yra proporcingas lauko stiprumui.

Apskritai tenka pasakyti, kad Zeemano efekto dydis ir prigimtis priklauso tik nuo linijos spektrinių termų prigimties. Taip, pvz., spektro linijos, kurių termai yra ^2P ir ^2S (taigi $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$), rodo kokybiškai ir

kiekybiškai tokį pat efektą. Taigi, tokios pat serijos atitinkamų (homologinių) spektro linijų Zeemano efektas yra vienodas, nors jos būtų spinduliuojamos skirtingų elementų. Anomalaus Zeemano efekto komponentų bangų skaičiaus kitimas yra proporcingas normalaus efekto bangų skaičiaus kitimui $\Delta\nu_0$; tą jų kitimą $\Delta\nu$ taip išreiškiame:

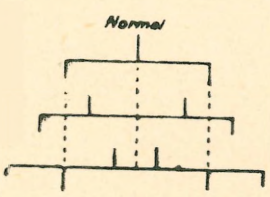
$$\Delta\nu = \frac{q}{r}\,\Delta\nu_0 \qquad (68—3)$$

kur q ir r yra sveikieji skaičiai. 87 fig. grafiškai palyginamas natrio linijų D_1 ir D_2 skilimas magnetiniame lauke; viršun nukreipti brūkšniai vaizduoja π, o apačion — σ komponentus. Šalia duodami linijų spektriniai termai ir atitinkamų komponentų santykio q/r vertės. Vardiklis yra bendras; skliauteliuose skaitikliai priklauso π komponentam. D_1 ir D_2 komponentų bangų skaičiaus pakitimas yra kartotinis $^1/_3\Delta\nu_0$.

Visos Zeemano efekto teorijos daugiau ar mažiau yra paremtos Larmoro teorema, kuri išrodo, kad skriejančių aplink branduolį elektronų sistema magnetiniame lauke precesuoja (sukasi) aplink ašį, lygiagretę lauko krypčiai ir einančią pro branduolį. Larmoro precesijos kampinis greitis ω yra lygus (65—9):

$$\omega = \frac{eH}{2m} \qquad (68—4)$$

kur m ir e yra elektrono masė ir jo elektros kiekis, H — magnetinio lauko stiprumas. Elektromagnetinę normalaus Zeemano efekto teoriją yra sukūręs Lorentzas. Ji yra labai paprasta. Stebėsime elektrono projekcijos orbitą plokštumoje, statmenoje magnetinio lauko krypčiai. Jei ji yra eliptinė, tai elektrono judėjimą visuomet galime išskaidyti į du judėjimus apskritimu priešingų krypčių, bet vienodo dažnumo. Larmoro precesijos įtakoje judėjimo dažnumai pakinta $\pm\frac{\omega}{2\pi}$ arba $\pm\frac{eH}{4\pi m}$ dydžiu, kas atitinka bangų skaičiaus kitimą



87 fig.

$$\Delta\nu_0 = \frac{eH}{4\pi mc} \qquad (68—5)$$

Čia c yra šviesos greitis. Gauname Zeemano efektą. Be to, ši teorija nusako ir komponentų poliarizaciją. Stebint magnetinio lauko kryptimi, matysime du ratiškai poliarizuotus komponentus. Stebint statmena magnetiniam laukui kryptim, jie imamoje plokštumoje linijiškai poliarizuoti. Elektrono judėjimą skaidydami, gausime komponentą ir magnetinio lauko kryptim. Šis komponentas magnetiniame lauke nepakinta. Vibruodamas magnetinio lauko kryptim, elektronas išspinduliuoja π komponentą. Lorentzo teorijos išvados visiškai atitiko eksperimentinių matavimų davinius. Tačiau elektromagnetinė Zeemano efekto teorija negalėjo išaiškinti anomalaus efekto.

§ 69. Zeemano efekto kvantų teorija

Kvantinę Zeemano efekto teoriją yra sukūręs Landé. Kaip žinome, atomo energetinę būseną nusakome 3 kvantų skaičiais: n, l ir j. Vidinis kvantų skaičius j, lygus kvantų skaičių l ir s vektoriškai sumai, nusako visą atomo mechaninį momentą, išreikštą kvantiniais vienetais $h/2\pi$. 78 fig. yra grafiškai atvaizduoti l, s ir j kvantų skaičiai. Kvantų skaičiaus j projekciją magnetinio lauko kryptimi vadiname *magnetiniu kvantų skaičiumi;* jį žymime m. Kol atomas nėra magnetiniame lauke, jo visas mechaninis momentas j pasilieka pastovus dydžio bei krypties atžvilgiu. Magnetiniame lauke atomas pradeda precesuoti, t. y. suktis aplink ašį, einančią magnetinio lauko kryptim. Precesijos kampinis greitis yra nedidelis palyginti su elektrono skriejimo bei sukinio kampiniu greičiu. Sakysime, kad dėl precesijos kvantiniai skaičiai n, l, j nepakinta. Be to, magnetiniame lauke atomas yra kvantuojamas erdvėje; erdvės kvantavimui nusakyti ir imame ketvirtą — magnetinį kvantų skaičių m; jis parodo atomo orientaciją magnetinio lauko atžvilgiu. Kai vidinio kvantų skaičiaus vertė yra j, tai magnetinis kvantų skaičius m gali turėti šias vertes:

$$j,\ j—l;\ j—2, \ldots\ldots 2,\ 1,\ 0, —1,\ —2, \ldots\ldots —(j—1), —j$$

Neigiamos m vertės nurodo, kad j ir m kryptys sudaro buką kampą. Apskritai, kampas (j, m) tegali turėti tik tokias vertes, kurių

$$\cos(j, m) = \frac{m}{j} \qquad (69—1)$$

Atomo energija magnetiniame lauke pasikeičia. Jei atomo magnetinis momentas yra μ, o magnetinio lauko stiprumas H, tai atomo energijos prieauglis $\triangle E$ yra lygus:

$$\triangle E = — H\mu \cos(j, m) = — H\mu \frac{m}{j} \qquad (69—2)$$

Atomo magnetinis momentas yra kartotinis Bohro magnetonui $\mu_0 = \frac{eh}{4\pi m}$ taigi,

$$\mu = b\mu_0 \qquad (69—3)$$

čia b yra sveikasis skaičius. Magnetinio momento dedamoji magnetinio lauko kryptim yra lygi $\mu\cos(j,m) = \mu\frac{m}{j}$. Tokiu būdu,

$$\triangle E = — h \frac{eH}{4\pi m} \frac{bm}{j} \qquad (69—4)$$

arba, įstačius $\triangle\nu_0$,

$$\triangle E = — hmc \frac{b}{j} \triangle\nu_0 \qquad (69—5)$$

Iš fig. 78 matyti, kad

$$j = s\cos\varphi + l\cos\psi \qquad (69—6)$$

Sukinio magnetinis momentas, išreikštas kvantiniais vienetais, yra lygus $2s$, o orbitos — l; tokiu būdu magnetinio momento vertė, išreikšta kvantiniais vienetais, bus lygi:

$$b = 2s \cos \varphi + l \cos \psi \qquad (69—7)$$

Iš čia

$$\frac{b}{j} = 1 + \frac{s \cos \varphi}{j} = 1 + \frac{j^2 + s^2 - l^2}{2j^2} = g \qquad (69—8)$$

nes

$$l^2 = j^2 + s^2 - 2js \cos \varphi \qquad (69—9)$$

Taigi

$$\triangle E = - hmcg \triangle \nu_0 \qquad (69—10)$$

Pasikeitus atomo energijai, pakinta ir spektrinis termas; pastarojo pakitimą $\triangle \nu$ gauname, $\triangle E$ padalę iš hc:

$$\triangle \nu = mg \triangle \nu_0 \qquad (69—11)$$

Ši formula išreiškia Zeemano efektą. Kai atomo energijos lygmuo, nusakomas m_1 ir g_1, pakinta lygmeniu, nusakomu m_2 ir g_2, tai spinduliuojamas spektro linijos bangų skaičius pasikeičia

$$\triangle \nu = (m_1 g_1 - m_2 g_2) \triangle \nu_0 \qquad (69—12)$$

Magnetiniam kvantų skaičiui galioja ši atrankos taisyklė: $\triangle m = \pm 1; 0$. Nulinį kitimą atitinka vibracijos, lygiagrečios magnetinio lauko krypčiai (π komponentas), o kitimą ± 1 — vibracijos apskritimu, statmenos magnetinio lauko krypčiai (σ komponentas).

Tokiu būdu, žinant atitinkamų spektrinių termų skilimo faktorių g, galima surasti ir spektro linijų skilimą.

Įvairių spektrinių termų faktoriaus g vertes teko nustatinėti eksperimentiniu keliu. Žemiaus XII lentelėje duodamos vienlypių, dvilypių ir trilypių termų faktoriaus g skaitinės vertės. Joje sužymėti termų vidiniai kvantų skaičiai ir jų g skaitinės vertės.

XII LENTELĖ

	l	Venlypių		Dvilypių		Trilypių	
		j	g	j	g	j	g
S	0	0	$\frac{0}{0}$	$\frac{1}{2}$	2	1	2
P	1	1	1	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{2}{3}$ $\frac{4}{3}$	0 1 2	$\frac{0}{0}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{3}{2}$
D	2	2	1	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$	$\frac{4}{5}$ $\frac{6}{5}$	1 2 3	$\frac{1}{2}$ $\frac{7}{6}$ $\frac{4}{3}$
F	3	3	1	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$	$\frac{6}{7}$ $\frac{8}{7}$	2 3 4	$\frac{2}{3}$ $\frac{13}{12}$ $\frac{5}{4}$

Kad būtų aiškiau, imsime, pvz., natrio D_1 ir D_2 spektro linijų Zeemano efektą. Jų spektriniai termai yra $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ ir $P_{3/2}$. Termo $S_{1/2}$ ($j = 1/2$) magnetinis kvantų skaičius m, kurio galimos vertės yra visi, vienetu besiskirią tarp j ir $-j$ skaičiai, turi vertės $1/2$ ir $-1/2$; tokias pat vertes turi ir termo $P_{1/2}$ magnetinis kvantų skaičius. Termo $P_{3/2}$ m gali turėti tokias vertes: $3/2$; $1/2$; $-1/2$; $-3/2$. Faktoriaus g vertės yra 2, $2/3$ ir $4/3$. Sandaugos mg vertės šiems termams yra šios:

$$S_{1/2}: \quad +1 \quad -1$$

$$P_{1/2}: \quad +1/3 \quad -1/3$$

$$P_{3/2}: +2 \quad +2/3 \quad -2/3 \quad -2$$

Linijos D_1 Zeemano efekto komponentai nusakomi šiais m kitimais:

m	$+1/2$	$-1/2$
$S_{1/2}$	$+1$	-1
$P_{1/2}$	$+1/3$	$-1/3$

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0} = \frac{2\ (4)}{3}$$

Strėlos nurodo m kitimą (stačiosios atitinka $\Delta m = 0$, o įstrižosios — $\Delta m = \pm 1$). Panašiai randami ir linijos D_2 komponentai:

m	$+3/2$	$+1/2$	$-1/2$	$-3/2$
$S_{1/2}$		$+1$	-1	
$P_{3/2}$	$+2$	$+2/3$	$-2/3$	-2

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0} = \frac{(1)\ 3\ 5}{3}$$

Šie pavyzdžiai rodo, kad anomaliam efektui rasti reikalinga žinoti faktoriaus g vertė. Ją, kaip minėjome, galime nustatyti eksperimentiniu būdu arba išskaičiuoti iš formulos (67—9), kai yra žinomi kvantų skaičiai j, s ir l. Tačiau pasirodė, kad ši formula visai tiksliai tinka tik tuomet, kai kvantų skaičiai yra dideli. Kai jų vertės yra mažos, tuomet g yra skaičiuojamas iš tokios formulos:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j\ (j+1)} \qquad (69—13)$$

Pagaliau tenka paminėti, kad magnetiniam laukui stiprėjant, Zeemano efekto komponentai vis daugiau ir daugiau tolsta nuo pirminės spektro linijos, kadangi bangų skaičiaus kitimas yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui. Jei taip būtų visą laiką, tai stipresniuose magnetiniuose lau-

kuose gretimų spektro linijų komponentai susitiktų ir prasilenktų. Ir taip tikrai atsitinka, kai tos linijos yra nepriklausomos, t. y. kai jos nėra kilusios iš vieno daugialypio termo (multipleto). Bet jei jos yra to paties daugialypio termo nariai, tuomet jų Zeemano efektas stipriame magnetiniame lauke pakinta; anomalus efektas virsta normaliu. Tokį efektą pirmieji pastebėjo P a s c h e n a s ir B a c k a s; jis ir vadinamas jų vardu. 86 fig. e matome chromo tripleto Pascheno - Backo efektą.

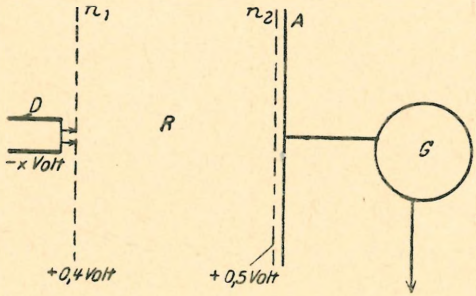
XII SKYRIUS

KORESPONDENCIJOS PRINCIPAS

§ 70. Elektronų smūgių žadinimas. Francko — Hertzo tyrimas

Bohro atomo teorija labai gražiai išaiškino atominių spektrų kilmę bei jų būdinguosius pažymius. Todėl atominiai spektrai tapo jos pamatiniu ramsčiu; jie, kad ir nevisiškai tiesioginiu būdu, patvirtino Bohro teorijos skelbiamų postulatų tikrumą. Bet netrūko ir tyrimų, kurie visai tiesioginiai parodo, kad spinduliavimas tikrai vyksta pagal Bohro teorijos skelbiamus dėsnius. Čia tenka paminėti elektronų smūgių būdą spektro linijoms žadinti. Šiuo būdu tyrimus pirmieji pradėjo Franckas ir Hertzas 1913 m.; vėliau šis tyrimo būdas buvo kitų tyrinėtojų ištobulintas ir davė vertingų davinių; todėl pravartu apie jį smulkiau pakalbėti.

Įkaitintos vielos *D* (88 fig.) emituojami elektronai, perbėgdami potencialų skirtumą pagreitėję, patenka į tiriamas dujas (R) ir, praėję jas, pasiekia elektrodą *A*, sujungtą su elektrometru arba jautriu galvanometru G, kuriuo yra matuojamas jų sukeltos elektros srovės stiprumas. Taip tiriant tauriąsias dujas bei elektriškai teigiamų metalų garus nustatyta, kad, didinant potencialų skirtumą tarp *A* ir *D*, iš pradžių elektros srovės stiprumas didėja, bet vėliau, esant tam tikram potencialų skirtumui, staiga sumažėja. Šį pirmąjį elektros srovės stiprumo staigų kitimą toliau seka eilė tolimesnių, taisyklingai nutolusių nuo vienas kito, kitimų. 89 fig. grafiškai vaizduoja elektros srovės stiprumo *I* priklausomybę nuo potencialų skirtumo *V*, kai elektronai lekia pro gyvojo sidabro garus. Matavimų išdava yra taip aiškinama. Patekę į dujas, elektronai daužosi su dujų atomais. Iš pradžių vyksta *elastingi smūgiai*, kokius turime dviem elastingiems rutuliams daužantis. Kai elektronų energija padidėja iki tam tikro kritinio dydžio, smūgiai pakinta, virsdami *neelastingi:* šios rūšies smūgiams vykstant, elektronai netenka energijos, perduodami ją dujų atomams; todėl elektros srovės stiprumas staiga sumažėja. Dujų atomai tuomet yra sužadinami ir spinduliuoja; spinduliuojamą spektro liniją galima stebėti spektrografu



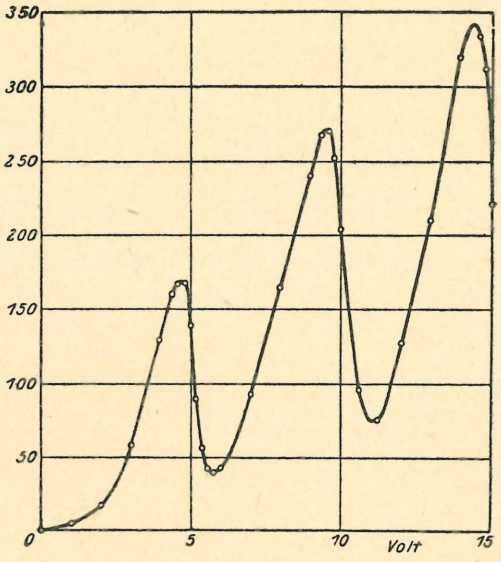
88 fig.

arba kokiu kitu optiniu įtaisu. Toliau didinant potencialų skirtumą, elektronų energija didėja, jų smūgiai su dujų atomais vėl pasidaro elastingi; ir taip jų energija tiek didėja, kol pagaliau pasiekia tokią vertę, kad elektronai gali ją atiduoti atomams, susidauždami su pastaraisiais nebeelastingai. Tuomet vėl atomai yra sužadinami ir spinduliuoja. Nuotolis tarp kreivės iškilimų (išmatuotas voltais) parodo, kokį energijos kiekį pajėgia absorbuoti atomai.

Pirmoji išspinduliuota spektro linija yra vadinama *rezonanso* linija (taip, Hg rezonanso linijos $\lambda = 2537$ A), o potencialų skirtumas, reikalingas atomams sužadinti, kad jie spinduliuotų ją — *rezonansiniu potencialu;* jo energijos užtenka atomo elektronui iš pamatinės orbitos perkelti į aukštesnio energetinio lygmens artimiausią orbitą.

Visą laiką didindami potencialų skirtumą, pagaliau pasiekiame tokį atomo sužadinimą, kai jis spinduliuoja visą spektrą. Tuomet atomas tampa jonizuotas; vienas iš jo planetinių elektronų yra visai pašalinamas už atomo veikimo ribos. Potencialų skirtumas, reikalingas atomui jonizuoti, yra vadinamas *jonizacijos potencialu.*

Jonizacijos potencialui išmatuoti tarp tinklelio n_1 ir renkamojo elektrodo A yra sudaromas stiprus priešingos krypties potencialų skirtumas, kad elektronai visai neįveiktų pasiekti elektrodo. Kai įvyksta jonizacija, gaunama teigiama elektros srovė. Iš pradžių jonizacija ir sužadinimas buvo skiriami iš paties efekto stiprumo; sužadinimo efektas yra žymiai silpnesnis. Vėliau jiems skirti D a v i s ir G o u c h e r prieš renkamąjį elektrodą A padėjo antrą tinklelį n_2 ir tarp jų sudarė silpną potencialų skirtumą, kad fotoelektronai būtų grąžinami prie renkamojo elektrodo. Išlaisvinti iš tinklelio fotoelektronai renkamąjį elektrodą įelektrina neigiamai. Pasiekus kritinį potencialą, kai įvyksta jonizacija, elektrodas įsielektrina teigiamai, ir elektros srovės kryptis pakinta.



89 fig.

Šios rūšies matavimais pirmiausia buvo persitikrinta, kad tikrai atomas energiją išspinduliuoja ir absorbuoja kvantais, kaip tvirtina Bohro teorija. Be to, buvo nustatyta, kad spektro linijų serijoms sužadinti reikalingi skirtingi potencialai. Vyriausiai serijai sužadinti reikalingas mažiausias potencialas, difūzinės serijos žadinamasis potencialas yra jau didesnis, ryškiosios — dar didesnis už difūzinės ir t. t. Taigi, vyriausioji serija pasirodo anksčiausia, vėliau pradeda švytėti difūzinė, o dar vėliau — ryškioji serija. Vienos ir tos pačios serijos linijų žadinamasis potencialas di-

dėja, einant nuo serijos pradžios; apskritai; aukštesnių energetinių lygmenų spektro linijoms sužadinti reikalingas yra ir didesnis potencialas.

Žadinamasis potencialas V ir sužadintos spektro linijos bangos ilgis λ yra surišti šia priklausomybe. Pagal energijos principą, spinduliuojamas energijos kvantas $h\nu$ turi būti lygus atiduotai elektrono energijai eV, taigi,

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} = eV \qquad (70—1)$$

Taigi,

$$V = \frac{hc}{e\lambda} \qquad (70-2)$$

arba (22—4)

$$V = \frac{12345}{\lambda}$$

Jei λ išreikšime angstremais, tai V gausime voltais. Ši formula ypatingai tinka potencialams skaičiuoti. Taip, Hg rezonanso linijai 2537 A sužadinti reikalingas potencialas

$$V = \frac{12345}{2537} = 4{,}9 \text{ voltų}$$

Suradus serijų ribų žadinamuosius potencialus, galima panašiai apskaičiuoti ir jonizacijos potencialus. Kambario temperatūros sąlygose jonizacijos potencialas gali būti išskaičiuotas tik iš vyriausios arba pamatinės serijos konvergencijos ribos. Taip, serijos, kuriai priklauso Hg 2537 A linija, riba yra $\nu_0 = 84181\ \text{cm}^{-1}$, jos žadinamasis potencialas yra $V = 10{,}39$ voltų.

Žemiau XIII lentelėje surašyti kai kurių elementų rezonansiniai ir jonizacijos kritiniai potencialai.

XIII LENTELĖ

	Z	Spektro linija	ν_0	λ angstr.	Voltais išmat.	
					spektr.	iš elektr. sm.
H	1	1^2S				13,54
		1^2S — 2^2S	8225,8	1215,7		10,154
He	2	1^1S		502		24,5; 24,6
		1^1S — 2^3S				19,76
Li	3	1S	43484,45			5,368
		1S — $2P_2$	14903,09	6708,2		1,84
		1S — $2P_1$				21,5
Ne	10	^1S		743,8		16,6

	Z	Spektro linija	ν_0	λ angstr.	Voltais išmat.	
					spektr.	iš elektr. sm.
Na	11	1S	41448,59		5,116	5,13; ,518
		$1S - 2P_2$	16955,88	5895,9	2,093	2,12
		$1S - 2P_1$	16973,52	5889,9		
Ca	20	1^1S	49304,8		6,08	6,01
		$1^1S - 2^3P_1$	15210,1	6572,8	1,88	1,90
		$1^1S - 2^1P$	23652,4	4226,7	2,92	2,85
Rb.	37	1S	33684,8		4,159	4,1
		$1S - 2P_2$	12579,01	7947,6	1,553	
		$1S - 2P_1$	12816,72	7800,8	1,582	1,6
Ag	47	1S	61093,48		7,542	
Hg	80	1^1S	84181,5		10,39	10,2; 10,8
		$1^1S - 2^3P_1$	39412,5	2536,5	4,86	4,9

§ 71. Korespondencijos principas

Bohro atomo teorija visai griežtai nusako spektro linijų bangos ilgį ir dažnumą; tačiau jų stiprumas bei poliarizacija lieka nenusakyti. Tiesa, ji ir šiuos klausimus mėgina spręsti, taikydama vadinamąjį *korespondencijos principą,* kuriuo stengiasi susieti elektromagnetinių bangų pradą su kvantų pradu. Korespondencijos principo pamatinė mintis yra tokia. Pagal Bohro teoriją, vandenilio spektro linijų bangų skaičiai yra taip išreiškiami:

$$\nu_0 = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (71—1)$$

kur n_1 ir n yra kvantų skaičiai, nusakantieji atomo pradinę ir galinę energetinę būseną. Pagal elektromagnetinių bangų pradą elektronui skriejant apie branduolį išspinduliuotos spektro linijos dažnumas ν_0^1 turėtų būti lygus:

$$\nu_0^1 = \frac{1}{\tau} = \frac{2R}{n_1^3}\left(\text{arba } \frac{2R}{n^3}\right) \qquad (71—2)$$

kur τ yra elektrono skriejimo periodas. Tokiu būdu spektro linijos bangų skaičiai, duodami abiejų teorijų, yra skirtingi. Formulą (71—1) galime taip išreikšti:

$$\nu_0 = R\frac{(n - n_1)(n + n_1)}{n^2 n_1^2} \qquad (71—3)$$

Kai $n - n_1 = \triangle n = 1$ ir $n >> 1$, tai apytiksliai

$$\nu_0 = \frac{2R}{n^3} = \frac{2R}{n_1^3} = \nu_0^1 \qquad (71—4)$$

Taigi, kai kvantų skaičiai yra dideli, tai spinduliuojamos spektro linijos, pereinant elektronui iš vienos orbitos į gretimą, dažnumą ir bangų skaičių abi, elektromagnetinių bangų ir kvantų, teorijos nusako vienodai. Jei $\triangle n > 1$, tačiau vis dar $n >> \triangle n$, tai

$$\nu_0 = \frac{2R}{n^3} \triangle n = \frac{2R}{n_1^3} \triangle n = \nu_0^1 \triangle n \qquad (71—5)$$

Pereinant elektronui į tolimesnes orbitas spinduliuojamų spektro linijų bangų skaičiai, kokius išveda kvantų teorija, atitinka dažnumus aukštesnės eilės svyravimų keliamų bangų, kurias numato elektromagnetinė bangų teorija. Tokiu būdu, esant labai dideliems kvantų skaičiams, tarp elektromagnetinių bangų teorijos išvedamo spektro linijos dažnumo ir kvantų teorijos duodamo bangų skaičiaus, turime sutapimą (koincidenciją), o esant vidutinio dydžio kvantų skaičiams — korespondenciją. Korespondencijos principas tvirtina, kad spektro linijų stiprumą bei jų poliarizaciją galima nusakyti visai griežtai, kai kvantų skaičiai yra labai dideli, ir tik apytiksliai, kai jie yra vidutiniški. Taigi, nors Bohro teorija taiko spektro linijų spinduliavimui kvantų principą, bet jų stiprumą ir poliarizaciją išreiškia bangų principu. Šis nesusiderinimas nebuvo vienintelė Bohro kvantų teorijos silpnoji vieta. Tokių yra ir daugiau. Užtenka tik priminti pamatinius Bohro teorijos postulatus. Jie yra grynai aksiominio pobūdžio ir nėra teoriškai pagrįsti; tas tenka pasakyti ir apie patį kvantavimą.

Ši ir visa eilė kitų, čia nepaminėtų, silpnųjų Bohro kvantų teorijos vietų paskatino ieškoti naujų, griežtesnių ir logiškesniu kelių kvantų principui išreikšti. Veik tuo pačiu metu (1926 m.) Schroedingeris ir Heisenbergas paskelbė naujųjų kvantų teorijų pamatus: Schroedingeris — bangų mechanikos, Heisenbergas — kvantų mechanikos. Šiose teorijose kvantavimas iškyla aikštėn jau kaip grynai matematinė problema. Jos yra griežtesnės, bet, spręsdamos atominės fizikos klausimus matematiniu būdu, nustoja to vaizdumo, kurį turi Bohro kvantų teorija.

XIII SKYRIUS

BANGŲ MECHANIKOS BRUOŽAI

§ 72. Bangų mechanikos pamatinė lygtis

De Broglie teorija, parodžiusi, kad mechanikos pamatines lygtis galima išvesti iš Fermat principo, pagal kurį vienalytiškoje aplinkoje šviesa sklinda tiese, ankštai surišo mechaniką su optika. Bet Fermat principas, kaip žinome, galioja tik tol, kol jį taikome didelėms palyginti su šviesos bangų ilgiu sritims. O apskritai šviesos sklidimą erdvėje nusako Huygenso — Fresnelio principas (§ 9), išreiškiamas šia diferencialine lygtim (9–2):

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = u^2 \Delta \psi \qquad (72—1)$$

kur ψ yra fizinis dydis. Iš šios lygties išeina, kad dydis ψ erdvėje sklinda bangomis faziniu greičiu u. Kada turime sinus (arba cosinus) formos svyravimus, tai bangų sklidimo erdvėje lygtį taip išreiškiame (9—3):

$$\Delta \psi + \frac{4\pi^2 \nu^2}{u^2} \psi = 0 \qquad (72—2)$$

De Broglie teorijos mintys paskatino E. Schroedingerį apibendrinti mechaniką taip, kaip pereinama iš geometrinės spindulių optikos į fizinę bangų optiką. Ir pasirodė, kad pereiti iš vienos į kitą optiką ypatingai lengva, kai turime tik vieną vienintelę dalelę. Bangos ilgį ir judėjimo kiekį (impulsą) de Broglie teorija taip sieja (40—18):

$$\lambda = \frac{h}{mv} \qquad (72—3)$$

Iš čia

$$\frac{m^2 v^2}{h^2} = \frac{\nu^2}{u^2} \qquad (72—4)$$

Kinetinė dalelės energija yra lygi visos energijos E ir potencinės energijos E_p skirtumui:

$$^1/_2 \, mv^2 = E - E_p \qquad (72—5)$$

Taigi,

$$\frac{v^2}{u^2} = \frac{2m}{h^2}\,(^1/_2 mv^2) = \frac{2m}{h^2}(E - E_p) \qquad (72—6)$$

Įstatę tai į lygtį (72—2), gausime:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}[E - E_p]\psi = 0 \qquad (72—7)$$

Tai yra pamatinė naujos atominių reiškinių mechanikos, vadinamosios *bangų mechanikos*, lygtis. Bangų mechaniką yra sukūręs E. Schroedingeris 1926 m.

Diferencialinių lygčių teorijoje išvedama, kad lygčių integralas (arba sprendinys) gali būti visur vienareikšmis, tolydinis ir baigtinis tik esant tam tikroms į lygtį einančių parametrų vertėms. Šios parametrų vertės vadinamos *tikrosiomis* diferencialinių lygčių vertėmis, o jas atitinką integralai — *tikrosiomis funkcijomis*. Lygtyje (72—7) pastoviu parametru yra visa energija E, potencinė energija E_p priklauso nuo vietos koordinatų. Taigi, šios lygties tikrosios vertės reiškia griežtai nusakytą diskretinę energijos vertę. Ir kvantavimo klausimas bangų mechanikoje virsta matematine diferencialinių lygčių tikrųjų verčių problema.

§ 73. Osciliatorius ir rotatorius

Kad parodytume, kaip kvantuojama tikrąsias vertes nustatinėjant, imsime linijinį harmoninį osciliatorių — svyruojančią apie pusiausvyros vietą įelektrintą dalelę, pvz., elektroną. Jo visa energija E yra lygi (1—11):

$$E = 2\pi^2\nu^2 mA^2 \qquad (73—1)$$

o potencinė energija E_p (1—10):

$$E_p = 2\pi^2\nu^2 mA^2 \sin^2 2\pi\nu t = 2\pi^2\nu^2 mx^2 \qquad (73—2)$$

kur $x = A \sin 2\pi\nu t$. Taigi, harmoninio linijinio osciliatoriaus bangų mechanikos lygtis yra tokia:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}[E - 2\pi^2\nu^2 mx^2]\psi = 0 \qquad (73—3)$$

Pažymėsime:

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,E = \alpha \qquad (73—4)$$

ir

$$\frac{4\pi^2 m\nu}{h} = \beta \qquad (73—5)$$

ir įvesime naują kintamą ξ, kuris taip yra surištas su x:

$$\xi = x\sqrt{\beta} \qquad (73—6)$$

Tuomet

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = \beta \frac{\partial^2\psi}{\partial \xi^2} \tag{73—7}$$

ir

$$x^2 = \frac{\xi^2}{\beta} \tag{73—8}$$

Padalinę lygtį (73—3) iš β, gausime:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\alpha}{\beta} - \xi^2\right)\psi = 0 \tag{73—9}$$

Tenka surasti šios lygties tikrąsias vertes.

Kad šiek tiek išsiaiškintume tikrųjų verčių klausimą, paimsime tokį pavyzdį. Turime funkciją

$$y = e^{-\frac{x^2}{2}} \tag{73—10}$$

surasime jos pirmąją ir antrąją išvestinę $\frac{dy}{dx}$ ir $\frac{d^2y}{dx^2}$:

$$\frac{dy}{dx} = -xy \tag{73—11}$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = y(-1 + x^2) \tag{73—12}$$

Taigi, diferencialinės lygties

$$\frac{d^2y}{dx^2} + (a - x^2)\, y = 0 \tag{73—13}$$

integralas turi funkcijos (73—10) formą, kai $a = 1$.

Lygties tikroji vertė yra lygi vienetui. Jeigu dabar paimsime funkciją

$$y = 2xe^{-\frac{x^2}{2}} \tag{73—14}$$

tai

$$\frac{dy}{dx} = 2e^{-\frac{x^2}{2}}(1 - x^2) \tag{73—15}$$

ir

$$\frac{d^2y}{dx^2} = y(-3 + x^2) \tag{73—16}$$

Taigi, $a = 3$ yra lygties (73—16) tikroji vertė, kurios integralas yra lygtis (73—14). Ir apskritai lygčių (73—13) integralas galima taip išreikšti:

$$y = He^{-\frac{x^2}{2}} \tag{73—17}$$

H turi šias vertes: kai

$$a=1,\quad H=1$$
$$a=3,\quad H=2x$$
$$a=5,\quad H=4x^2-2$$
$$a=7,\quad H=8x^3-12x \text{ ir t. t.}$$

Šios H vertės yra vadinamieji *Hermito polinomai*, kurie sudaromi pagal šią formulą:

$$H=(2x)^n-\frac{n(n-1)}{1}(2x)^{n-2}+\frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{1.2}(2x)^{n-4}-\cdots \quad (73-18)$$

Čia n yra sveikieji skaičiai, $n = 1, 2, 3 \ldots$ Eilė tuomet pasibaigia, kai vienas iš daugiklių tampa lygus nuliui. Padauginti iš $e^{-\frac{x^2}{2}}$ Hermito polinomai yra lygties (73—13) integralai, o nelyginiai sveikieji skaičiai $a = 2n + 1$ — tikrosios vertės.

Lygties (73—9) tikrosios vertės bus taip nusakytos:

$$\frac{\alpha}{\beta}=2n+1 \quad (73-18)$$

Čia n yra sveikasis skaičius. Įstatę α ir β reikšmes, gauname:

$$E=(2n+1)\cdot\frac{h\nu}{2} \quad (73-19)$$

Taigi, bangų mechanikoje linijinio harmoninio osciliatoriaus energija yra kartotinė energijos kvanto pusei, t. y. ji lygi

$$\frac{h\nu}{2};\ \frac{3h\nu}{2};\ \frac{5h\nu}{2}\cdots$$

Osciliatoriaus mažiausia ($n=0$) energija nėra lygi nuliui. Paprastai kietųjų kūnų atomų, vibruojančių apie tam tikrą pusiausvyros vietą, kinetinė energija pasireiškia kaip šiliminė energija. Kadangi, osciliatoriaus mažiausia energijos vertė yra lygi $\frac{h\nu}{2}$, tai ir esant absoliutiniam nuliui kietieji kūnai turi tam tikrą energijos kiekį — *nulinio taško energiją*. Reikia pastebėti, kad kai kuriems nedarnumams prašalinti jau anksčiau N e r n s t a s yra įvedęs nulinio taško energijos hipotezę; tačiau pagal Bohro kvantų teoriją, ši energija turi būti lygi nuliui.

Dabar imsime rotatorių — skriejančią apie nejudamą centrą dalelę; jos nuotolis nuo centro yra visą laiką pastovus. Kai dalelė skrieja vienoje plokštumoje, turime pastovios ašies, o kuomet ji skrieja rutulio paviršium — laisvos ašies rotatorių. Imsime pastarąjį. Nagrinėsime sistemą polinėje koordinatų sistemoje. Skriejančios dalelės vieta bus nusakyta trimis koordinatomis: r, ϑ ir φ. Polinėje koordinatų sistemoje

$$\Delta\psi=\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=\frac{1}{r^2}\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial\psi}{\partial\vartheta}\right)+\frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right] \quad (73-20)$$

Kuomet $r=\text{const}$.

$$\Delta\psi=\frac{1}{r^2}\left[\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial\psi}{\partial\vartheta}\right)+\frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right] \quad (73-21)$$

Pažymėsime:

$$\left[\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial\psi}{\partial\vartheta}\right)+\frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right]=\overset{*}{\Delta}\psi \quad (73-22)$$

tuomet

$$\Delta\psi=\frac{\overset{*}{\Delta}\psi}{r^2} \quad (27-23)$$

Rotatoriaus potencinė ir kinetinė energija yra pastovios. Pažymėsime kinetinę energiją E_k; ji bus lygi:

$$E_k = E - E_p \qquad (73—24)$$

Tuomet jo bangų mechanikos lygtį teks taip parašyti:

$$\overset{*}{\Delta}\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} r^2 E_k \psi = 0 \qquad (73—25)$$

Ši lygtis, kaip matome, turi formą $\Delta\psi + a\psi = 0$. Tai yra rutulinių funkcijų diferencialinė lygtis. Jos integralas tik tuomet nėra lygus nuliui ir turi baigtinę vertę visame rutulio paviršiuje, kai

$$a = n(n + 1), \qquad (73—26)$$

kur n yra sveikasis skaičius. Taigi,

2, 6, 12, 20, 30, 42, 56 ir t. t.

yra lygčių tikrosios vertės. Šiuo atveju lygtis (73—25) turi integalą, kai

$$\frac{8\pi^2 m r^2 E_k}{h^2} = n(n + 1) \qquad (73—28)$$

kur n yra sveikasis skaičius. Įvesime impulso arba mechaninį momentą $U = mvr$. Kadangi kinetinė energija yra lygi $^1/_2 mv^2$, tai

$$^1/_2 U^2 = mr^2 E_k \qquad (73—29)$$

Tuomet

$$\frac{4\pi^2 U^2}{h^2} = (n + 1)\, n \qquad (72—30)$$

arba

$$U = \frac{h}{2\pi}\sqrt{n(n + 1)} \qquad (73—31)$$

Palyginę lygtį (73—31) su (51—2), matome, kad bangų mechanika mechaninį momentą kvantuoja ne taip, kaip jį kvantuoja Bohro kvantų teorija; pastarojoje $U = mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi}$, taigi, santykis $\frac{2\pi U}{h} = n$ lygus sveikajam skaičiui 0; 1; 2... O bangų mechanikoje šis santykis yra lygus 0; 1,4142; 2,4495; 3,4641... ir t. t. Bet svarbiausia, kad bangų mechanika įveda pusinius kvantų skaičius. Esant potencinei energijai pastoviai, bet kurių dviejų energijos verčių E_1 ir E_2 skirtumas yra lygus:

$$E_1 - E_2 = \frac{h^2}{8\pi^2 m r^2}\left[n_1(n_1 + 1) - n_2(n_2 + 1)\right] \qquad (73—32)$$

Bet

$$n(n + 1) = (n + {}^1/_2)^2 - \frac{1}{4}$$

taigi,

$$E_1 - E_2 = \frac{h^2}{8\pi^2 m r^2}\left[(n_1 + {}^1/_2)^2 - (n_2 + {}^1/_2)^2\right] \qquad (73—33)$$

§ 74. Vandenilio atomas

Bent trumpai nurodysime, kaip bangų mechanika sprendžia atomų struktūros klausimą. Imsime paprasčiausią, sudėtą tik iš branduolio ir vieno elektrono, vandenilio atomą. Jo potencinė energija E_p, kaip žinome, yra lygi (51—8): $E_p = -e^2/r$; čia e yra elektrono (ir branduolio) krovinys, r — elektrono nuotolis nuo branduolio. Neliesdami šio klausimo bendrausio atvejo*), kai elektrono judėjimas sekamas erdvėje, imsime paprastesnį. Sakysime, kad elektronas skrieja aplink branduolį plokštumoje; tuomet jo vieta yra nusakoma dviem koordinatomis r ir φ; be to, paimsime r pastovų ir sakysime, kad ψ nepriklauso nuo r. Tuomet vandenilio atomo bangos lygtis yra tokia:

$$\frac{d^2\psi}{d\varphi^2} + \frac{8\pi^2 m r^2}{h^2}\left(E + \frac{e^2}{r}\right)\psi = 0 \qquad (74—1)$$

Bet šiuo atveju $\frac{e^2}{r} = -2E$, taigi, (74—2)

$$\frac{d^2\psi}{d\varphi^2} - \frac{8\pi^2 m r^2}{h^2} E\,\psi = 0 \qquad (74—3)$$

Šios lygties integralas turi šią formą:

$$\psi_n = \psi_o \begin{matrix}\cos \\ \sin\end{matrix} (n\varphi) \qquad (74—4)$$

jos tikrosios vertės yra visi teigiami ir tik kai kurie neigiami skaičiai. Taigi, energija gali turėti bet kokią teigiamą ir tik tokią neigiamą vertę, kuri tenkina šią lygtį:

$$E = -\frac{h^2}{8\pi^2 m r^2} n^2 \qquad (74—5)$$

kur n yra sveikas skaičius; $n = 1, 2, 3 \ldots$ Iš lygties (74—2) turime: $r^2 = e^4/4E^2$; įstatę tai į (74—5), gauname:

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2}\frac{1}{n^2} \qquad (74—6)$$

ir

$$r_n = \frac{h^2 n^2}{4\pi^2 m e^2} = r_o n^2 \qquad (74—7)$$

---

*) Bendriausiu atveju vandenilio atomo bangos lygtis taip atrodo:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial\psi}{\partial\vartheta}\right) + \frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + \frac{8\pi^2 m r^2}{h^2}\left(E + \frac{e^2}{r}\right)\psi = 0;$$

čia r, ϑ ir φ yra elektrono polinės koordinatos erdvėje, E atomo energija.

jej pažymėsime:

$$r_o = \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}$$

Ir šiuo atveju atomo energiją ir elektrono orbitos stipiną nusako tokios pat formulos, kaip ir Bohro atomo teorijoje (52—3 ir 52—10). Tokiu būdu kvantavimas čia iškyla aikštėn diferencialinę lygtį sprendžiant, ieškant jos tikrųjų verčių. Tačiau čia kvantuojamos tik neigiamos energijos vertės. Teigiamos jos vertės nekvantuojamos, nes tuomet bet kuri parametro (energijos) vertė gali būti tikrąja lygčių verte. Tai atitinka ir Bohro teorijos išvadas; pagal jas turime tik kvantuotas eliptines orbitas, kai energija yra neigiama; o hiporbolinės orbitos, kurios gaunamos esant teigiamai energijai, visai nekvantuojamos.

Aukščiau duota bangos lygtis tinka tik tam atvejui, kai turima tik vienas vienintelis elektronas. Esant didesniam elektronų skaičiui, taigi, sprendžiant daugelio elektronų klausimą, imama tokia bendra bangų mechanikos lygtis:

$$\frac{1}{m_1}\triangle_1\psi + \frac{1}{m_2}\triangle_2\psi + \ldots + \frac{8\pi^2}{h^2}\left(E - V\right)\psi = 0 \qquad (74—8)$$

čia $\triangle_1\psi$, $\triangle_2\psi$... yra Laplace'o išvestinės. Šios lygties aprašomas vyksmas nebėra banga siaura žodžio prasme; šis vyksmas interpretuojamas kaip banga tik $3n$ matų konfigūracijos erdvėje, kur koordinatos reiškia sandaugą nuotolio ir kvadratinės šaknies iš mases; n yra dalelių (elektronų) skaičius.

§ 75. ψ funkcijos interpretacija

Taikant bangų mechanikos principą atomo struktūros klausimui spręsti, kaip matėme, nustatomi atomų kvantiniai energijos lygmens, suradus tikrąsias lygčių vertes; šie atitinka atomo spektrinius termus, iš kurių surandami spektro linijų dažnumai. Tai pajėgė padaryti ir Bohro kvantų teorija. Bet bangų mechanika, tinkamai interpretuodama funkcijos ψ reikšmę, įveikia išspręsti spektro linijų stiprumo bei jų poliarizacijos klausimą. Šį klausimą Bohro teorija sprendė netiesioginiu būdu, taikydama korespondencijos principą (§71). Paprasčiausiu atveju, kai vienas elektronas skrieja jėgų lauke, kuris visai nepriklauso nuo laiko, taigi sistemos energija E yra pastovi, bangų mechanikos lygties integralas turi tokią bangos lygties formą (71—4):

$$\psi_n = \psi_o \begin{matrix}\cos \\ \sin\end{matrix} (n\varphi) \qquad (75—1)$$

o kompleksinėje formoje:

$$\psi_n = \psi_o e^{2\pi i \nu_n t} \qquad (75—2)$$

Čia ν_n yra tikrasis dažnumas, apskaitytas iš E_n; $\nu_n = \frac{E_n}{h}$; ψ_n apskritai gali būti kompleksinis dydis. Šis integralas, atitinkąs stacionarinę būseną n, nenusako atomo spinduliavimo, nes atomas spinduliuoja tik tuo-

met, kaip jis pereina iš vienos stacionarinės būsenos į kitą; be to, išspinduliuotos linijos dažnumas nusakomas kombinacijos principu, k.t. Bohro dažnumų sąlyga:

$$\nu_{m,n} = \nu_m - \nu_n \qquad (75—3)$$

Tačiau Bohro teorijoje nebuvo aišku, kodėl atomas nespinduliuoja stacionarinėje būsenoje.

Kad išaiškintų šį Bohro postulatą ir kad surastų tokį, surištą su atomo struktūra, dydį, kurio dažnumas visai tiksliai atitiktų spinduliavimo dažnumą, Schroedingeris taip aiškino funkcijos ψ prasmę. Funkcija $\psi_o\, e^{2\pi i\nu_n t}$ yra norminė, reiškia, ji tenkina tokią sąlygą:

$$\int \psi_n \psi^*_n d\tau = 1 \qquad (75—4)$$

Čia ψ_n^* yra funkcija, sujungta su funkcija ψ_n, $d\tau$ — tūrio elementas; arba, įvedus funkcijos ψ_n modulį,

$$\int \left| \psi_n \right|^2 d\tau = 1 \qquad (75—5)$$

Funkcijos ψ_n vertė apskritai nėra lygi nuliui net ir toli esančiose nuo atomo branduolio vietose, nors toje erdvės vietoje, kur yra atomas, jos vertė yra didesnė. Padauginę lygties (75—4) abi puses iš elementaraus elektros kiekio e, gausime:

$$e = \int e\psi_n\psi_n^*\, d\tau \qquad (75—6)$$

Palyginus šią lygtį su lygtim

$$e = \int \rho d\tau \qquad (75—7)$$

išeina, kad dydžiui $e\,\psi_n\psi_n^*$ tenka skirti elektros tankio ρ tūrio elemente $d\tau$ prasmę, kai šiame tūryje funkcija ψ turi vertę ψ_n. Tokiu būdu elektrono elementarus elektros kiekis e, kuris iki šiol buvo laikomas sukoncentruotas viename erdvės taške arba bent labai mažame erdvės tūryje, bangų mechanikoje pasiskirsto visoje erdvėje lygties (75—6) nusakytu būdu. Toks vaizdavimas įgauna ypatingos prasmės šioje Schroedingerio paskelbtoje hipotezėje: elektros kiekio tankio kitimas laiko atžvilgiu sukelia elektromagnetinį spinduliavimą, kuris vyksta pagal klasinius spinduliavimo dėsnius, išvedamus elektrodinamikoje. Mūsų paimtame pavyzdyje e nepriklauso nuo laiko; elektros kiekio padalinimas erdvėje yra pastovus, ir jokio spinduliavimo neturime. Taip aiškinama, kodėl atomai, būdami bet kurioje energetinėje būsenoje, nespinduliuoja. Ogi bendru atveju sistemos energija yra laiko funkcija; taip, pvz., kai atomo elektroną veikia išorinis elektromagnetinis (elektromagnetinės bangos) laukas, sistemos energija priklauso nuo lauko. Tuomet elektros tankis bangų mechanikoje taip išreiškiamas:

$$\rho = e\psi\psi^* \qquad (75—8)$$

kur

$$\psi = \sum c_n \psi_n e^{2\pi \nu_n i t} \qquad (75\text{---}9)$$

taigi,

$$\rho = e \sum_m \sum_n c_m c_n^* \psi_m \psi_n^* e^{2\pi i (\nu_m - \nu_n) t} \qquad (75\text{—}10)$$

Vieni šios sumos nariai (kurių $n = m$) nepriklauso nuo laiko, o kiti (kurių $n \neq m$) priklauso nuo jo. Šie pastarieji nusako ρ kitimą, taigi, atomo spinduliavimą. Šiuo atveju dažnumų skirtumas $\nu_m - \nu_n$ nusako emituoto spinduliavimo dažnumą; šis čia iškyla aikštėn, kaip matome, gana savotiškai: $\nu_m - \nu_n$ išreiškia dažnumą mušimų (§ 4), kurie susidaro dėl stacionarinių būsenų tikrųjų dažnumų ν_m ir ν_n skirtumo.

Pagal Schroedingerio hipotezę, energijos spinduliavimas vyksta elektrodinamikos dėsniais; taigi, ir išspinduliuotų spektro linijų stiprumas bei jų poliarizacija gali būti surasta, taikant šviesos bangų teorijos išvadas. Taip išskaičiavęs vandenilio spektro linijų stiprumą ir poliarizaciją, Schroedingeris įsitikino, kad gautieji rezultatai visai gerai atitinka eksperimentinius davinius.

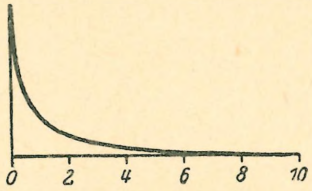
Pirmojoje Schroedingerio funkcijos ψ interpretacijoje, kuri įgalino skaičiuoti spektro linijų stiprumą, jų poliarizaciją ir pateisino atrankos taisyklę, pasireiškė nesuderinimų. Jų suminėtini kad ir šie. Iš minėtos interpretacijos išeina, kad spinduliuodamas atomas turi būti tuo pačiu laiku skirtingose energetinėse būsenose; pvz., jei atomas spinduliuoja $\nu_m - \nu_n$ dažnumo liniją, tai abi, m ir n — toji, energetinės būsenos turi pasireikšti atome. Antras šios interpretacijos neaiškumas yra elektros kiekio išskirstymas erdvėje; nors jis ir nėra sukoncentruotas vienam taške, bet potencinė energija $-\frac{e^2}{r}$ skaičiuojama pagal Coulombo dėsnį, kuris kaip tik yra išvestas taško pavidalo elektros kiekiams. Be to, padauginę iš bet kurio pastovaus, surišto su atomu, fizinio dydžio, pvz., iš elektrono masės m arba jo energijos E, lygtį (75—4) ir lygiai taip pat samprotaudami, gautume išvadų, kad masė m arba energija E pasiskirsto erdvėje; tuomet masės arba energijos tankį nusakytume lygiai taip pat: $m\psi_n\psi_n^*$ arba $E\psi_n\psi_n^*$.

Todėl kilo mintis įvesti bendresnę sąvoką — tikimybės tankį, kurį nusako $\psi_n\psi_n^*$; tuomet $e\psi_n\psi_n^* d\tau$ arba $m\psi_n\psi_n^* d\tau$ ir p. reiškia tikimą elektros kiekį, tikimą masę tūrio elemente $d\tau$, kurio funkcija ψ turi vertę ψ_n. Tikimybė, kad elektros kiekis e bus sukoncentruotas tūrio elemente $d\tau$, bus lygi $\psi_n\psi_n^*$. Funkcija ψ_n vadinama *„tikimybės amplituda“*, jos modulio kvadratas nusako tikimybės dydį tūrio vieneto atžvilgiu. Ši interpretacija prašalina dalį nesuderinimų. Tuomet elektronas pasilieka sukoncentruotas taške, kaip ir anksčiau, tik jo vieta erdvėje nėra griežtai nusakyta; funkcija ψ padeda nusakyti tikimybę, kad jis bus paimtame tūrio elemente; ši tikimybė yra lygi $|\psi_n|^2 d\tau$, jei iš anksto žinoma, kad atomas yra n-toje energetinėje būsenoje arba $|\psi|^2 d\tau$, kai visiškai nenurodoma atomo energetinė būsena. Taip interpretuojant, funkcija ψ reiškia tikimybę paskirstymo erdvėje arba per tam tikrą laiką; jei stebėsime di-

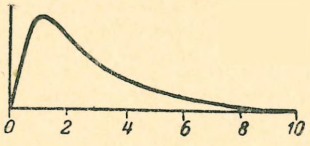
delį vienodų atomų skaičių elektriniame lauke, tai $|\psi|^2 d\tau$ išreiškia reliatyvų elektronų skaičių paimtame elementariame tūryje $d\tau$; bet jeigu stebėsime ilgesnį laiką tik vieną atomą, tai šis dydis reiškia, kiek laiko elektronas bus šiame tūrio elemente. Panašiai interpretavo Bornas ir $c_m c_n^*$ sandaugą, įeinančią į formulą (75—10). Ši sandauga (arba c_n modulio kvadratas) yra proporcinga dydžiui, kuris parodo tikimybę, kad elektronas yra n — toje energetinėje būsenoje.

Statistinė funkcijos ψ interpretacija pašalino ir tą nedarnumą, kad spinduliuodamas atomas turi būti dviejose energetinėse būsenose, nes pagal šią interpretaciją numatoma tik, kad gali būti skirtingos stacionarinės energetinės būsenos; bet kurios iš jų tikimybė yra taip nusakoma, kad jų tikimybių suma lygi vienetui. Bet atomas tam tikru akimirksniu esti tik vienoje energetinėje būsenoje.

Bangų mechanikoje kvantų skaičiai iškyla aikštėn kaip paprasti parametrai. Šioje teorijoje pats kvantavimas tampa daugiau logiškai pagrįstas. Bet užtai šioje teorijoje vaizdus Bohro atomo modelis netenka vaizdumo. Bohro atomo teorijoje kalbėjome apie stacionarines skriejančio aplink branduolį elektrono orbitas, kurias nusako kvantų skaičiai; tačiau čia tokių griežtų elektrono orbitų nebeturėsime. Kadangi funkcija $|\psi|^2 d\tau$, reiškianti, kaip minėjome, tikimybę, kad elektronas bus paim-



90 fig.



91 fig.

tame tūrio elemente, yra tik begalybėje lygi nuliui, tai elektroną galime užtikti bet kuriame erdvės taške, kuris nebus be galo nutolęs nuo branduolio. Tikimybė, kad elektronas bus tame ar kitame erdvės taške, nėra visiems taškams vienoda. 90 fig. vaizduoja vandenilio atomo funkcijos ψ priklausomybę nuo nuotolio (kai $n = 1$); nuotolio vienetu imamas Bohro pirmojo apskritimo stipino ilgis $r_1 = 0{,}532.10^{-8}$ cm. $\psi(r)$ turi didžiausią vertę, kai nuotolis $r=0$; taigi tuomet ir $|\psi(r)|^2$ turėtų turėti didžiausią vertę. Iš čia reikėtų padaryti išvadą, kad elektroną tikimiausiai galima rasti prie branduolio. Bet tokia išvada būtų klaidinga. Reikia turėti galvoje ir tūrio sąlygas, nusakant tikimybę, kad elektronas bus nuotolyje nuo branduolio tarp r ir $r+dr$. Jei pravestume du koncentriškus, stipinų r ir $r + dr$ rutulius, tai tarp jų paviršių uždarytas erdvės tūris būtų lygus $4\pi r^2 dr$; tuomet tikimybė būtų lygi $4\pi|\psi|^2 r^2 dr$. Nustatant tikimiausią elektrono vietą, reikia imti sandaugą $r^2|\psi|^2$. Jos dydžio priklausomybę nuo nuotolio vaizduoja kreivė 91 fig. Didžiausią vertę $r^2|\psi|^2$ turi, esant $r=r_1$. Tai mums primena šiek tiek Bohro apskritimą, tačiau apie griežtą orbitą, nebegali būti kalbos.

§ 76. Neapibrėžtinumo reliacija

Atominės fizikos klausimus sprendžiant bangų mechanikos principais, ieškoma funkcijos ψ, o iš jos skaičiuojama kiti sistemos dydžiai. Bet funkcija ψ reiškia tikimybės amplitudą; taigi ir išskaičiuoti iš jos dydžiai nebus griežti, bet tik statistiniai. Apskritai, statistinis metodas vaidina svarbų vaidmenį bangų ir visose naujose kvantų mechanikose. Bet ne vien tuo jos yra būdingos. Jose yra iškeliama minčių, kurios jas griežtai skiria nuo klasinės fizikos. Šias mintis ypatingai ryškiai pabrėžia Heisenbergo *neapibrėžtinumo reliacija*. Neapibrėžtinumo principas tvirtina, kad ir iš principo negalima matuoti tuo pačiu laiku kiek norint tiksliai judančio taško vietą — koordinatą q ir jo greitį v arba judėjimo kiekį $p=mv$. Kai $\triangle q$ yra q nustatymo klaida, o $\triangle p$ — p klaida, tai negalima atlikti tokio tyrimo, kur šios klaidos būtų tokios mažos, kad $\triangle q \cdot \triangle p < h$; tačiau ir ideališkose sąlygose visuomet

$$\triangle q \cdot \triangle p \geqq h \qquad (76—1)$$

Čia h yra veikimo kvantas. Jei h dydis būtų be galo mažas, tai ir $\triangle p$ ir $\triangle q$ galėtų būti be galo maži dydžiai; tuomet klasinis priežastingumo principas būtų tenkinamas. Todėl suprantama, kodėl makroskopinėms sistemoms, kurioms h yra palyginti labai mažas, šis principas visai galioja; tačiau atominėms sistemoms h nėra mažas dydis; ir šiuo atveju, kai viena iš koordinatų, pvz., vietos koordinata q, yra matuojama tiek tiksliai, kad $\triangle q$ yra labai mažas, antrosios koordinatos p matavimo klaida $\triangle p$ tuomet yra labai didelė, ir atvirkščiai. Taip, pvz., kada dalelės masė yra lygi 10^{-6}g ir jos vietos koordinata q yra matuojama tikslumu 10^{-5} cm (0,1 μ), tai jos greičio mažiausia matavimo klaida yra šio dydžio:

$$m \triangle v \triangle q = h = 6{,}607.10^{-27}$$

Iš čia

$$\triangle v = 6{,}607.10^{-16}\ \text{cm/sek}$$

Tokiu būdu dar matomos mažiausios dalelės greičio klaida bus tiek maža, kad neįveiksime jos išmatuoti; ši dalelė yra dar „makroskopinė“. Taigi, neapibrėžtinumas tepasireiškia žymiai mažesniuose dydžiuose.

Kai sistema yra nusakoma didesniu sujungtų koordinatų skaičiumi, tuomet atitinkamam koordinatų dvejetui p_k ir q_k galioja ši nelygybė:

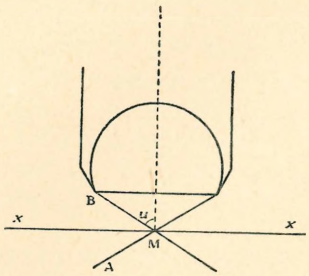
$$\triangle q_k \cdot \triangle p_k \geqq h \qquad (76—2)$$

Sistemos energija E ir laikas t taip pat vaidina sujungtų koordinatų vaidmenį; taigi, neapibrėžtinumo reliacija gali būti ir taip parašyta:

$$\triangle E \cdot \triangle t \geqq h \qquad (76—3)$$

Neapibrėžtinumo fiziškoji priežastis glūdi štai kur. Matuodamas tą ar kitą dydį, stebėtojas sukelia sistemos būsenos pakitimą. Pasirodo, kad atskirti matuojamąją sistemą nuo matuojamosios priemonės negalima. Ši stebėtojo (taigi ir matuojamosios sistemos) reakcija ir sukelia neapibrėžtinumą.

Neapibrėžtinumo principo galiojimą patikrinsime šiame atvejyje. Lai laisva materiali dalelė M juda tiese xx (92 fig.). Pabandysime nustatyti jos vietą kiek galėdami tiksliau. Tegu ji yra sudėta iš mums žinomų mažesnių dalelių, sakysime, elektronų. Dalelę stebėsime mikroskopu. Minėjome, kad mikroskope du taškai dar bus stebimi atskirai, kai jų nuotolis $\triangle q$ bus lygus (40—1):



92 fig.

$$\triangle q = \frac{\lambda}{2n\sin u} \qquad (76—4)$$

Čia λ yra nušviečiančios bangos ilgis, n — aplinkos lūžio rodiklis, u — kampas, kuriuo matome objektyvo stipiną. Ši formula nusako vietos matavimo netikslumą. Jis bus tuo didesnis, kuo λ yra didesnis, o n — mažesnis; tuštumai $n = 1$. Nušvietę trumpiausių bangų šviesa (pvz., X arba γ spinduliais) ir stebėdami didžiausios apertūros mikroskopu, išmatuosime dalelės vietą galimai tiksliau. Bet šviečiant trumpų bangų šviesa, pasireiškia Comptono efektas. Šviesos kvantas $h\nu$, susidaužęs su elektronu, savo judėjimo kiekio dalį atiduoda elektronui. Judėjimo kiekis pasikeičia daugiausia tuomet, kai pirminis kvantas, einąs iš pradžių AM kryptim, susidaužęs ir atsispindėjęs, nueina MB kryptim. Pirminio kvanto judėjimo kiekio dedamoji kryptim xx prieš smūgį yra lygi $\frac{h\nu}{c}\sin u$; taigi, visa kiekio atmaina yra lygi $2\frac{h\nu}{c}\sin u$. Tiek yra netiksli koordinata p, taigi,

$$\triangle p = 2\frac{h\nu}{c}\sin u = \frac{2h}{\lambda}\sin u \qquad (76—5)$$

Tokiu būdu,

$$\triangle q \cdot \triangle p = h$$

Ilgesnių bangų, k. a. matomajai arba ultraraudonajai šviesai Comptono efektas yra labai mažas. Taigi, nušvietę šia šviesa, gautume klaidą $\triangle p$ mažesnę. Tačiau tuomet padidėtų klaida $\triangle q$, nes tik žymiai daugiau nutolusių taškų vaizdai tebus matomi atskirai mikroskope.

XIV SKYRIUS

NATŪRALUS RADIOAKTYVUMAS

§ 77. Radioaktyvių medžiagų spinduliavimas

1896 m. H. Becquerelis rado, kad urano druskos visą laiką spinduliuoja ypatingus spindulius, kurie jonizuoja orą bei kitas dujas, veikia fotografijos plokštelę ir verčia švytėti fluorescuojančius ekranus. Vėliau buvo atrasta daugiau panašių savybių medžiagų. Šios medžiagos yra vadinamos *radioaktyviomis medžiagomis*, o pats reiškinys — *radioaktyvumu*. M. Curie, tirdama urano druskų radioaktyvumą, 1898 m. iš jų išskyrė radioaktyvią radžio elemento druską, kurios radioaktyvumas yra žymiai stipresnis, kaip urano druskų; vėliau jai pavyko visiškai izoliuoti radioaktyvųjį elementą radį; šio elemento atominis svoris yra 226, jo eilės numeris — 88.

Radioaktyvios medžiagos spinduliuoja 3-jų rūšių spindulius: α, β ir γ. α spinduliai tepraeina tik plonus medžiagos sluoksnius — tik pro 0,1 mm storio aliuminio arba kelių centimetrų oro sluoksnį. Storesni medžiagos sluoksniai juos absorbuoja, sulaiko. β spindulių skvarbumas yra žymiai didesnis už α spindulių; jie praeina net 1 mm storio aliuminio sluoksnį; γ spindulių skvarbumas yra dar didesnis; jie lengvai prasiskverbia net pro 30 cm storio geležies sluoksnį. Bet užtai jų jonizacijos galia yra labai menka. Didžiausią jonizacijos galią turi α spinduliai.

Radioaktyvūs elementai išspinduliuoja didelius energijos kiekius. Kai radžio druską patalpina kalorimetran, pastarojo vandens temperatūra laikosi aukštesnė už aplinkos temperatūrą. Nustatyta, kad radžio 1 g kas valandą išspinduliuoja iki 130 kal šilimos; ir toks jo šilimos spinduliavimas vyksta šimtus metų be paliovos. Iš pradžių buvo manyta, kad yra atrastas neišsemiamas energijos šaltinis. Bet smulkesni radiotktyvumo reiškinių tyrimai parodė, kad radioaktyvaus spinduliavimo šaltinis yra atomai, kurie savaime skyla, išlaisvindami didelius energijos kiekius, ir virsta kitos rūšies atomais.

Susipažinsime smulkiau su radioaktyvių medžiagų spinduliavimo savybėmis.

A. α spinduliai

Jau minėjome, kad α spinduliai tepraeina tik plonesnius (iki 0,1 mm Al arba kelių cm oro) medžiagos sluoksnius; storesni sluoksniai juos visiškai sulaiko, taigi, juos absorbuoja. Šie spinduliai turi didelę jonizacijos

galią. Pasiekę fluorescuojančias medžiagas (pvz., cinko sulfidą ZnS), jie priverčia jas švytėti. Šis švytėjimas nėra nuolatinis, bet susidaro iš atskirų blikstelėjimų — *scintiliacijų*, kurias sukelia α spindulio smūgiai į fluorescencijos ekraną. Toks švytėjimas nurodo, kad α spinduliai yra sudėti iš atskirų, vadinamų α, dalelių. Stebint blikstelėjimus, galima suskaityti išspinduliuotų į tam tikrą erdvės kampą α dalelių skaičių. Jei prieš esančią tuštumoje ir spinduliuojančią α daleles radioaktyvią medžiagą patalpiname sujungtą su elektrometru elektrodą, tai po kiek laiko šis įsielektrina teigiamai. Taigi, α dalelės yra įelektrintos teigiamai. Jei per t sek elektrodas ir elektrometras bus įelektrintas elektros kiekiu Q ir per 1 sek elektrodą pasiekia iš viso α dalelių n, tai dalelės nešamas elektros kiekis e_1 yra lygus:

$$e_1 = \frac{Q}{tn} \text{ e.s.v.} \qquad (77—1)$$

Taip matuojant buvo rasta, kad $e_1 = 9{,}60 \cdot 10^{-10}$ e. s. v., t. y. dvigubam elementariam elektros kiekiui e ($e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ e. s. v.).

α spinduliai yra atlenkiami elektriniame ir magnetiniame lauke. Iš jų nukrypimo (§ 34) buvo rastas jų greitis v ir jų specifinis krovinys e/m. Čia m yra α dalelės masė. Pasirodė, kad α dalelių specifinis krovinys e/m yra du kartu mažesnis už vandenilio jono; taigi, jų masė yra 4 kartus didesnė už vandenilio atomo masę. α dalelė yra dvigubai jonizuotas helio atomas (He^{++}), kitaip tariant, helio atomo branduolys, kurio masė $m_\alpha = 6{,}64 \cdot 10^{-24}$g. Rutherfordas, patalpinęs radioaktyvią, spinduliuojančią α daleles, medžiagą į labai plono stiklo indelį, ją padėjo išsielektrinimo (Geisslerio) vamzdelin ir stebėjo švytėjimo spektrą. Iš pradžių helio spektro linijų visai nesimatė. Bet vėliau jos pasirodė; jas spinduliavo helio jonai.

Ore arba dujose skriejančios α dalelės energija mažėja, kol pagaliau dalelė visai netenka jos; mažėja ir dalelės jonizacijos galia. Dalelės ore arba dujose nuskrietas kelias nurodo jos *siekiamą tolį*, kuris yra tuo didesnis, kuo dalelės pradinė energija, taigi ir jos greitis, yra didesnis. Siekiamas α dalelės tolis paprastai žymimas R; jis esti surandamas jonizacijos arba Wilsono kamerose. Kai jonizacijos kamera esti tiek nutolinama nuo α daleles spinduliuojančios radioaktyvios medžiagos, kad dalelės visai jos nebepasiekia arba įlėkusios į ją nebejonizuoja oro, tai jonizacijos srovė pranyksta. Vienos radioaktyvios medžiagos spinduliuojamos α dalelės nuskrieja ore visos vienodą kelią. Bet medžiagų mišinio α spindulių pluoštas esti sudėtas iš dalelių, kurių greitis yra nevienodas. Šiuo atveju α spinduliai pasiskirsto į atskirus spindulių pluoštelius; pastaruosius sudaro vienodo greičio α dalelės, kurios pasiekia tokį pat tolį. Tokį spindulių pluoštą jonizacijos kamera tiriant, jonizacijos srovė staigiais šuoliais mažėja, tolinant kamerą nuo radioaktyvios medžiagos. 93 fig. vaizduoja torio radioaktyvių nuosėdų spinduliuojamų α dalelių takų nuotrauką Wilsono kameroje; siekiamas dalelių tolis yra 4,8 cm ir 8,7 cm; be to, matyti atskiri takai 9,5 ir 11,3 cm ilgio. Apskritai, α spindulių energetinis spektras rodo, kad α dalelių energija kinta ne tolydinai, bet staigiais šuoliais.

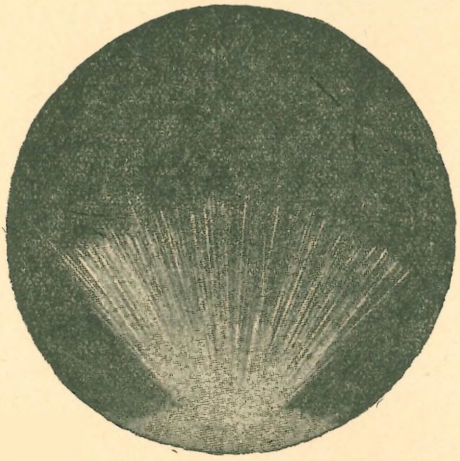
α dalelės pasiektas tolis R priklauso nuo jos greičio, o šis — nuo spinduliuojančio α daleles radioaktyvaus elemento prigimties. α dalelės greitį v ir jos tolį R ore sieja tokia priklausomybė:

$$v^3 = aR\frac{p}{T} \qquad (77—2)$$

kur p yra barometro aukštis (cm), T oro absoliutinė temperatūra; a — konstanta ($a = 3{,}85 \cdot 10^{27}$).

B. β spinduliai

β spinduliai yra žymiai skvarbesni už α spindulius; jie praeina net 1 mm storio aliuminio sluoksnį; bet jų jonizacijos galia yra silpnesnė, kaip α spindulių. β spindulių pluoštas elektriniame ir magnetiniame lauke atsilenkia ta pat kryptim, kaip ir katodiniai spinduliai. Tai parodo, kad β spindulius sudaro neigiami įelektrintos dalelės. Iš jų nukrypimo jėgų lauke nustatyta, kad β dalelių greitis svyruoja tarp 0,3 ir 0,98 šviesos greičio. β dalelių specifinis krovinys nėra pastovus, bet, greičiui kintant, keičiasi, nes kinta dalelės masė (27—1). Jo kitimą nusako tokia lygtis:

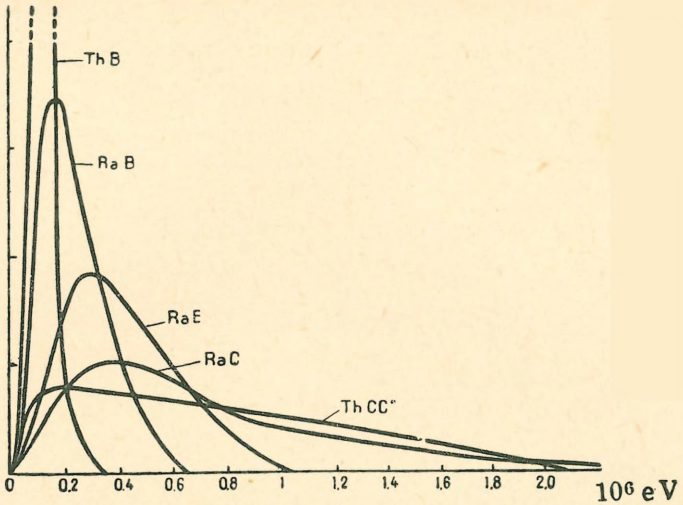


93 fig.

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \qquad (77—4)$$

Čia e yra β dalelės elektros kiekis, m ir m_0 jos masė, kai ji skrieja ir visai nejuda, v — jos greitis ir c — šviesos greitis. Lėtos β dalelės masė yra beveik lygi elektrono masei. Taip įsitikinta, kad β spindulius sudaro greit skriejantieji elektronai. Ore β dalelė skrieja ne tiesia linija, kaip α dalelė, bet netaisyklinga kreive. Kadangi β dalelės masė yra maža palyginti su atomo mase, tai susidaužusi su atomais pakeliui ši dalelė esti atlenkiama; todėl β dalelės nuskrietas ore kelias nėra visai griežtas. Daužydamasi β dalelė jonizuoja orą ir nustoja energijos. β spindulių energijos spektras yra vientisinis. Spinduliuojamų β dalelių greitis ir energija kinta tolydinai nuo nulinės iki tam tikros didžiausios vertės, kaip rodo 94 fig. kreivės, kurios nurodo įvairių radioaktyvių elementų spinduliuojamų β dalelių maksimalinę energiją — spektro ribą. Čia vienoje ašyje yra sužymėti β dalelių energijos kiekiai (elektronvoltais), o kitoje palyginamas β dalelių skaičius. Didžiausią energiją turi RaC spinduliuojamos β dalelės — iš viso apie $3{,}15.10^6$ elektronvoltų.

Tenka pastebėti, kad trumpesnių (X arba γ spindulių) bangų ir dalelių energija dažniausiai yra išreiškiama *elektronvoltais*. Elektronvoltas



94 fig.

(eV) yra lygus darbui, kuris reikalingas atlikti (arba yra gaunamas), kad elektronas perbėgtų 1 volto potencialų skirtumą. Jis yra lygus:

$$1\text{eV} = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \cdot {}^{1}/_{300} = 1{,}60 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

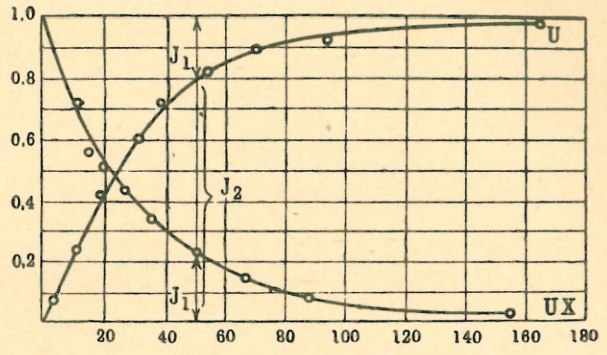
10^6eV = 1meV = $1{,}60 \cdot 10^{-6}$ ergų. Pagal reliatyvumo teoriją, 1 meV yra lygiavertis $1{,}77.10^{-27}$ g masei.

Pagaliau labai dažnai α ir β spinduliavimus lydi γ spinduliai. Apie jų prigimtį bei būdus ją nustatyti kalbėjome § 24, todėl čia jų smulkiau nebeminėsime.

§ 78. Radioaktyvių elementų skilimo dėsniai

Patyrimas rodo, kad radioaktyvumo reiškiniai visai nepriklauso nuo temperatūros, slėgimo bei kitų fizinių ir cheminių veiksnių; jie taip pat visai nepriklauso nuo to, ar radioaktyvioji medžiaga yra gryna, ar turi priemaišų; ar ji yra cheminis elementas, ar elementų junginys. Tas parodo, kad radioaktyvumas yra atomų vidinis, bet ne tarpusavio atomų veikimo sukeltas procesas. 1902 m. Rutherfordas ir Soddy paskelbė, kad radioaktyvių elementų atomai savaime skyla, virsdami kitos rūšies atomais. Šiam procesui vykstant, sukeliamas spinduliavimas; taigi, šis spinduliavimas gali duoti žinių apie radioaktyvaus skilimo dėsningumą. Tenka tik nustatyti spinduliavimo dėsnius. α, β arba γ spindulių stiprumas turi būti proporcingas skylančių per laiko vienetą atomų skaičiui. Jų stiprumą galima išmatuoti jonizacijos kamera arba elektronų skaitikliu. Matavimai parodė, kad jų stiprumas kinta potenciniu dėsniu. 95 fig. kreivė *U* grafiškai vaizduoja urano UI skilimą į radioaktyvius UX_1 ir UX_2, bendriau į UX. Sekamas β spinduliavimo stiprumo *J(t)* kitimas (α spinduliavimas šiuo atsitikimu yra išabsorbuotas, padėjus prieš jonizaci-

jos kamerą tinkamo storio (iki 0,05 mm) aliuminio plokštelę, γ spindulių jonizacija yra labai maža, todėl jos galima ir neskaityti). Laikas paimtas paromis. Pradžioje gryno urano β spinduliavimo stiprumas $J_2\,(0)=0$, vėliau jis auga, nes urano atomai skyla, spinduliuodami α daleles, ir virsta UX_1 atomais, šie išspinduliuodami β daleles — UX_2; pastarieji taip pat išspinduliuoja β daleles ir virsta UII. Kreivė rodo, kad iš pradžių UX_1 ir UX_2 atomų skaičius didėja, kol vėliau jis pasidaro pastovus. Kreivė UX vaizduoja atskirto UX (taigi UX_1 ir UX_2) β spinduliavimo stiprumo $J_1(t)$ kitimą. Iš pradžių jis yra lygus vienetui, bet vėliau UX_1 virstant UX_2, o šiam UII, $J_1(t)$ mažėja, UX atomų skaičius mažėjant, ir greit tampa lygus nuliui.



95 fig.

Tyrimai parodė, kad per laiką dt suskylančių atomų skaičius dn yra proporcingas turimų atomų skaičiui n ir laikui dt, taigi,

$$-\,dn=\lambda n dt \qquad (78—1)$$

Čia λ yra proporcingumo koeficientas, vadinamas *skilimo konstanta;* ji priklauso nuo atomo santvarkos ir parodo tikimybę, kad vienas iš paimtųjų atomų per kalbamą laiką suskyla. Taigi, *per laiko vienetą (1 sek) suskylančių atomų skaičius yra lygus skilimo konstantos ir turimų atomų skaičiaus sandaugai,* nes iš (78—1)

$$-\frac{dn}{dt}=\lambda n \qquad (78—2)$$

Kadangi apskritai spinduliavimo stiprumas, kitaip tariant, radioaktyvios medžiagos aktyvumas $J(t)$ yra proporcingas skylančių per laiko vienetą atomų skaičiui, tai

$$J(t)=C\lambda n \qquad (78\text{ -}3)$$

Čia C yra matuojamosios priemonės konstanta. Iš lygties (78—1) turime:

$$\frac{dn}{n}=-\lambda dt \qquad (78—4)$$

Suintegravus:

$$\ln n=-\lambda t+\ln a \qquad (78—5)$$

Čia a yra integravimo konstanta; arba

$$n=ae^{-\lambda t} \qquad (78—6)$$

kai $t=0$, tuomet turime pradinį atomų skaičių N; tuomet $n=a=N$; tokiu būdu,

$$n=Ne^{-\lambda t} \qquad (78-7)$$

Tuomet

$$J(t)=C\lambda Ne^{-\lambda t} \qquad (78-8)$$

Parinkę tinkamą mastą, kaip fig. 96 ($J(0)=1$), galime paimti $C\lambda N=1$, tuomet

$$J(t)=e^{-\lambda t} \qquad (78-9)$$

Grafiškai pavaizduota pastaroji lygtis kaip tik ir duoda kreivę UX, kuri rodo atskirto UX β spinduliavimo $J_1(t)$ kitimą. Tokiu pat dėsniu kinta ir $J_2(t)$, nes kaip figūra rodo, $J_1(t)+J_2(t)=1$.

Laiką, per kurį suskyla ir virsta kitu elementu pusė paimtų atomų, vadiname *radioaktyvaus elemento pusamžiu*. Pažymėsime jį T. Iš lygties (78—7)

$$\tfrac{1}{2}N=Ne^{-\lambda T} \qquad (18-10)$$

Taigi,

$$\lambda T=-\ln\tfrac{1}{2}=0{,}693 \qquad (78-11)$$

Radioaktyvių medžiagų skilimo konstanta λ yra atvirkščiai proporcinga jų pusamžiui T. Bet kuris radioaktyvus elementas turi savo pusamžį, kuris vienų elementų trunka tik milijonines sekundės dalis, pvz., ThC[1] $T=10^{-9}$ sek, o kitų — milijonus metų, pvz., Th $T=10^{10}$ metų. Skilimo konstantai λ atvirkščias dydis $^1/\lambda$ paprastai yra vadinamas radioaktyvaus elemento *vidutiniu pusamžiu*. Jis yra didesnis už pusamžį T ir yra gaunamas, padalinus pusamžį T iš 0,693.

Radioaktyvaus elemento pusamžį galime surasti, nustatę jo skilimo konstantą. Pastaroji dažnai surandama, suskaičius išspinduliuotas daleles per 1 sek. Šiuo tikslu radioaktyvų preparatą dedame prieš fluorescencijos ekraną ir skaičiuojame scintiliacijas. Prieš ekraną talpiname įšvaitą su nedidele skylute. Suskaitę spinduliuojamas daleles į tam tikrą nedidelį erdvės kampą, galime jau surasti visą spinduliuojamų dalelių skaičių. Taip matuojant buvo surasta, kad radžio 1 g išspinduliuoja $3{,}72.10^{10}$ α dalelių. 1 g masę sudaro $\frac{N}{A}=\frac{6{,}023.10^{23}}{226}=2{,}68.10^{21}$ atomų, čia N yra Avogadro skaičius, A — atominis svoris. Tokiu būdu, radžio skilimo konstanta $\lambda=\frac{3{,}72.10^{10}}{2{,}68.10^{21}}=1{,}39.10^{-11}$ sek^{-1}. Šiuo būdu surandama tik α skilimo konstanta. β skilimo (o dažnai ir α) konstanta nustatoma, matuojant β (arba α) spinduliavimo stiprumo kitimą, kuris, kaip žinome, taip išreiš-

kiamas; jei pradinis spinduliavimo stiprumas yra J_0, tai praėjus laikui t jis sumažėja (arba padidėja) iki J, ir

$$J = J_0 e^{-\lambda t} \qquad (78-12)$$

Taigi, išmatavus J_0 ir J, galima išskaičiuoti skilimo konstantą λ. Pagaliau labai trumpo amžiaus radioaktyvių medžiagų skilimo konstanta surandama iš *Nuttalio - Geigerio santykio* (79—3), nustačius spinduliuojamų dalelių tolį R. XIV lentelėje yra duota kai kurių radioaktyvių elementų skilimo konstanta λ bei jų pusamžiai T ir $T_0 = 1/\lambda$.

XIV LENTELĖ.

Elementas	λ	T	$To = 1/\lambda$
Uranas (UI)	$5{,}0.10^{-18}$	$4{,}4.10^{9}$ metų	$6.34.10^{9}$ metų
Toris (Th)	$1{,}2.10^{-18}$	$1{,}8.10^{10}$ metų	$2{,}59.10^{10}$ „
Radis (Ra)	$1{,}39.10^{-11}$	1590 „	2289,6 „
Mezotoris (MsTh)	$3{,}26.10^{-9}$	6,7 „	9,65 „
Radžio emanacija (Rn)	$2{,}097.10^{-6}$	3,825 parų	5,508 parų
Radis A (RaA)	$3{,}79.10^{-3}$	3,05 minutės	4,392 minutės
Toris A (ThA)	4.95	0,14 sek	0,2016 sek
Toris C^1 (ThC^1)	$\sim 10^{-9}$	$\sim 10^{-9}$ sek	$\sim 1{,}44.10^{-9}$ sek

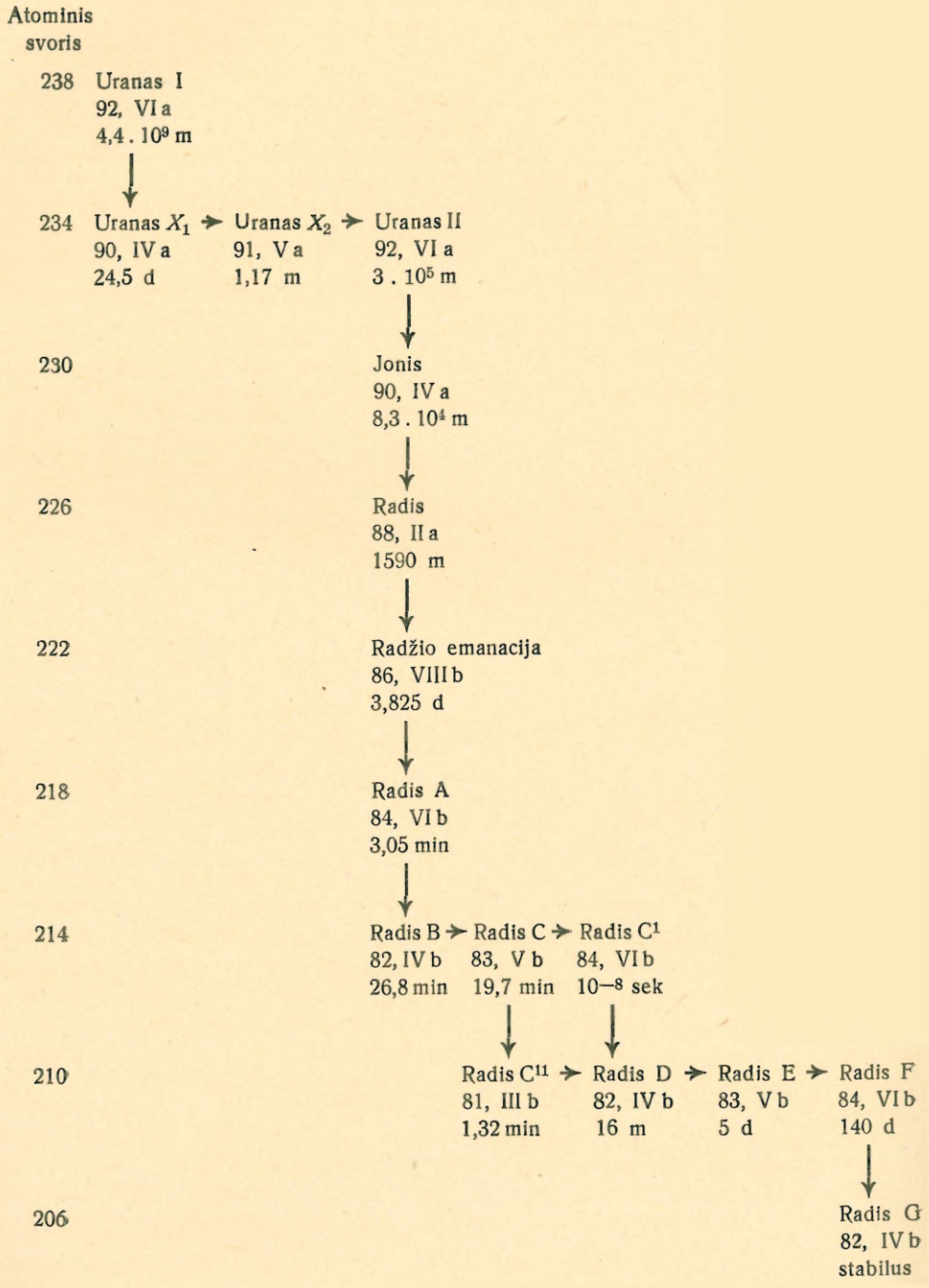
§ 79. Radioaktyvių elementų šeimos. Postūmio dėsnis

Šiuo laiku yra žinoma apie 40 natūralių radioaktyvių elementų, trumpai vadinamų radioelementais. Jų pusamžis yra labai skirtingas ir svyruoja tarp 10^{-9} sek ir 10^{12} metų. Radioelementai yra išimtinai sunkieji elementai, užimą 81—92 (išskyrus 85 ir 87 elementus) vietas periodinėje elementų sistemoje. Be to, nors ir silpnai, yra radiotktyvūs ir šie lengvieji elementai: K, Rb, Sm.

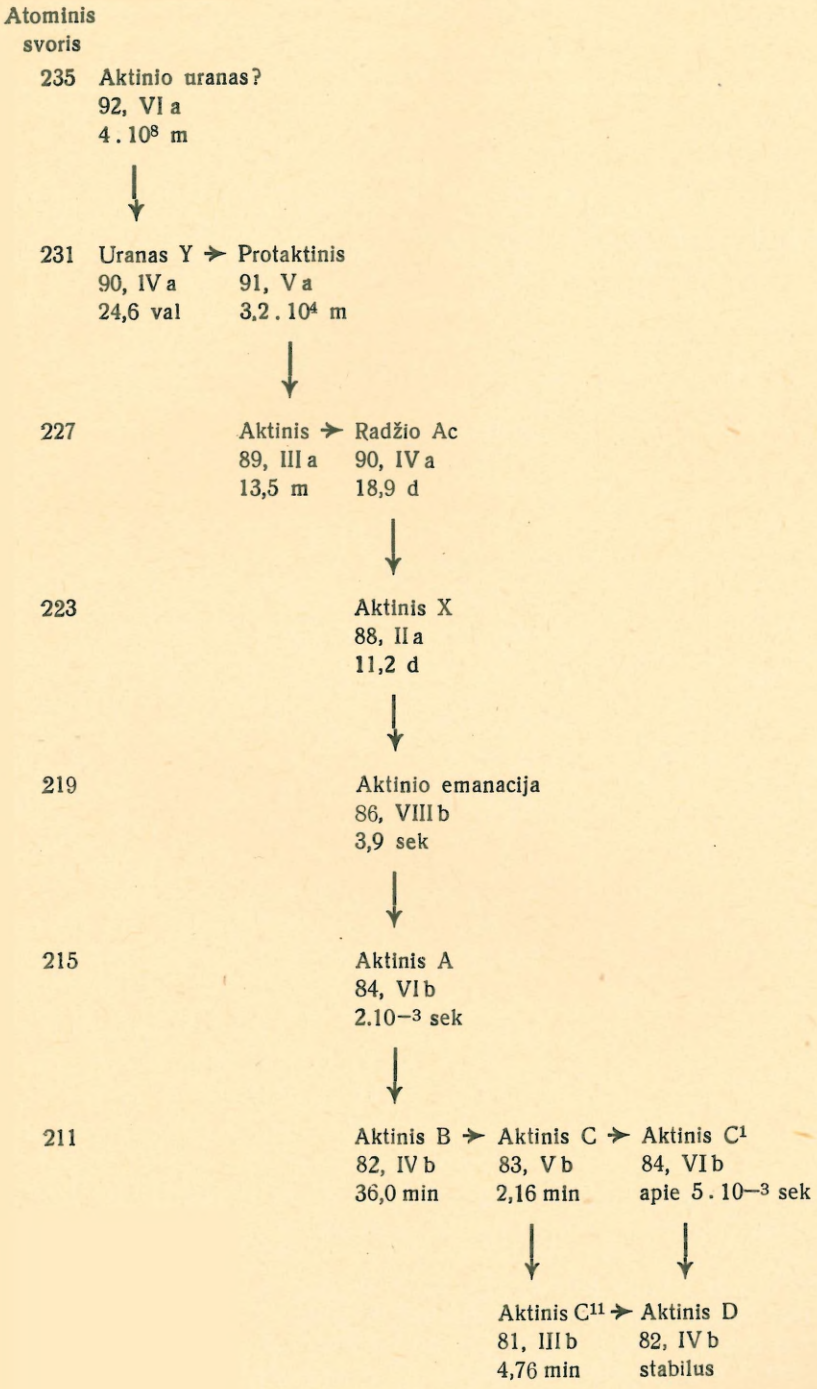
Radioaktyviam elementui skylant, gautasis naujas elementas dažnai yra taip pat radioaktyvus: jis toliau skildamas duoda vėl naują taip pat labai dažnai radioaktyvų elementą ir t. t. Gauname vadinamąją radioaktyvių elementų *šeimą* arba *eilę*. Sunkieji radioelementai pasiskirsto į tris, sudarančias eilę, šeimas: urano — radžio, torio ir aktinio. Jos duodamos žemiau, XV lentelėje. Joje sužymėti radioaktyvūs elementai, jų atominiai numeriai, pogrupė ir pusamžis. Strėlos nurodo skilimą: stačioji — α skilimą, o gulsčioji — β skilimą. Vienoje gulsčioje linijoje esantieji elementai turi veinodą atominį svorį.

XV LENTELĖ

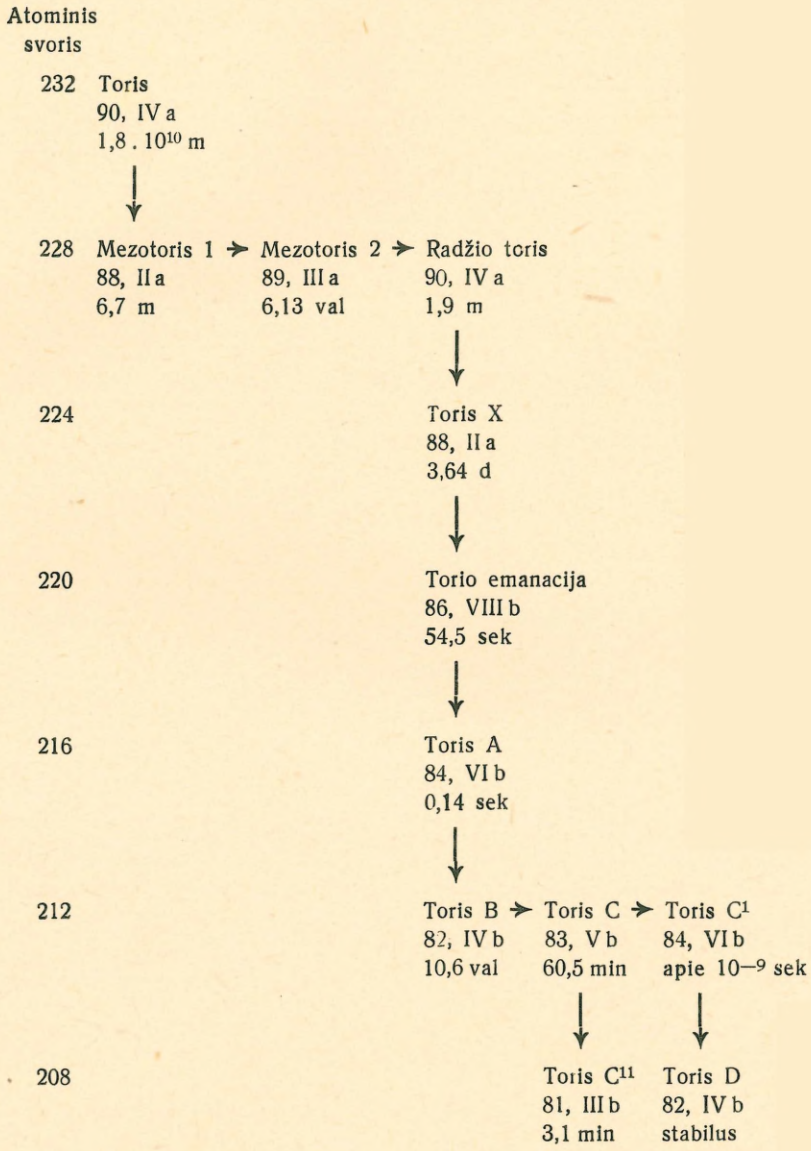
1. Urano — radio šeima



2. Aktinio šeima



3. Torio šeima



Iš lentelės matome, kad tos pačios šeimos elementai skyla ir išspinduliuoja α arba β dalelę. Pirmuoju atveju turime α, antruoju — β kitimą. Soddy, Fajansas ir Russellis nustatė šį radioaktyvių elementų postūmio dėsnį. *Kai radioelementas skyla, išspinduliuodamas α dalelę, gauto naujo elemento eilės numeris sumažėja 2 vienetais, jo atominis svoris sumažėja 4 vienetais;* skilimo pasėkoje gautas elementas yra pasistūmęs per 2 vietas periodinės elementų sistemos pradžios link. *Kai*

radioelementas skyla, išspinduliuodamas β dalelę, naujai gautojo elemento eilės numeris padidėja 1 vienetu, jo atominis svoris nepakinta, nes β dalelės (elektrono) masė yra labai maža. Gautasis elementas yra pasistūmęs 1 vieta periodinės elementų sistemos galo link.

Matavimai rodo, kad tarpiniams α arba β kitimams vykstant, tarp tos pačios eilės radioaktyvių elementų nusistato stacionarinė pusiausvyra. Taip, jei iš pradžių paimamas visai grynas uranas UI, tai pradžioje β spinduliavimo stiprumas didėja, bet vėliau, pasiekęs tam tikrą didžiausią vertę, nebekinta. Šiuo atveju β spinduliavimą sukelia skylantieji radioelementų UX_1 ir UX_2 atomai, kurie išspinduliavę β daleles, virsta radioelemento UII atomais. Taigi, U kreivė (95 fig.) rodo, kad iš pradžių elemento UX_1 bei UX_2 atomų skaičius didėja, o vėliau nebekinta; taigi, pusiausvyroje tiek pat elemento UX_1 (bei UX_2) per tam tikrą laiką suskyla, kiek jų ir sukuriama, skylant UI. Nusistojus pusiausvyrai, esančių mišinyje radioaktyvių elementų kiekiai N_1, N_2, N_3 ... yra išreiškiami tokiu santykiu:

$$N_1\lambda_1 = N_2\lambda_2 = N_3\lambda_3 = \cdots \qquad (79\text{—}1)$$

arba

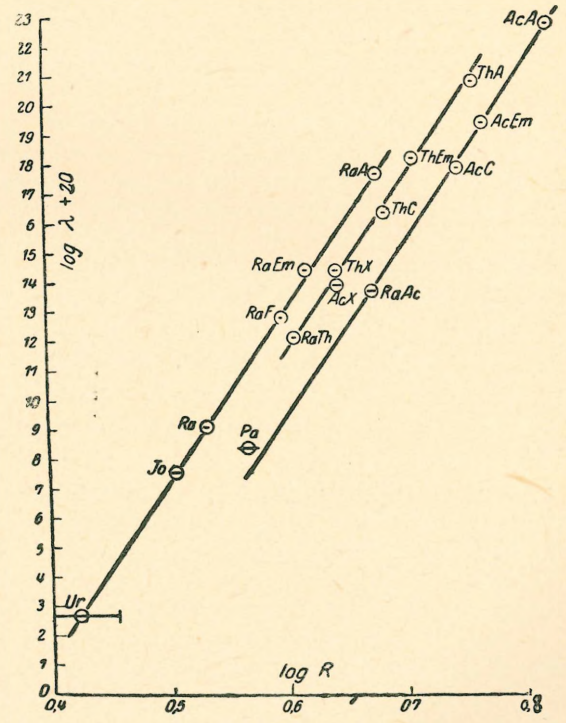
$$N_1 : N_2 : N_3 = \lambda_3 : \lambda_2 : \lambda_1 = T_1 : T_2 : T_3 \qquad (79\text{—}2)$$

Taigi, pusiausvyroje *skirtingų radioaktyvių elementų atomų skaičiai santykiuoja atvirkščiai proporcingai jų skilimo konstantoms ir tiesiai proporcingai jų pusamžiams.*

Radioaktyviųjų elementų būdingas dydis yra jų skilimo konstanta λ. Nuttalis ir Geigeris 1911 m. nustatė, kad elemento skilimo konstanta λ ir jo spinduliuojamų α dalelių tolį R sieja tokia priklausomybė:

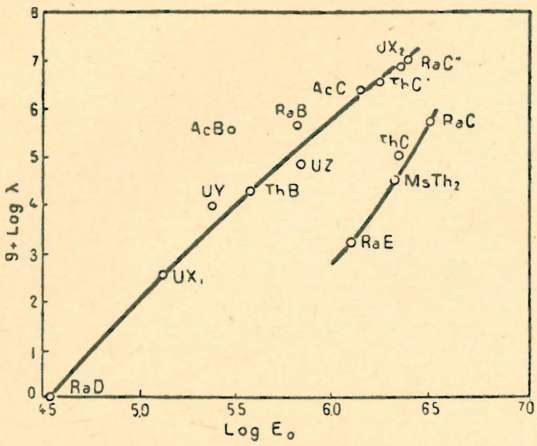
$$\log\lambda = A + B\ \log R \qquad (79\text{—}3)$$

Čia A yra bendra vienai šeimai, o B — bendra visiems natūraliems radioaktyviems elementams konstantos. Jei λ ir R priklausomybę (79—3) atvaizduotume grafiškai, atidėję vienoje ašyje α dalelių log R, o antroje log λ, tai, kaip 96 fig. rodo, visi radioaktyvūs elementai sugultų 3-se tiesėse atitinkamai trims radioaktyvių elementų šeimoms. Tenka pastebėti, kad ši Nuttalio ir Geigerio priklausomybė geriausiai galioja ura-



96 fig.

no šeimai, bet žymiai blogiau — torio ir aktinio šeimoms. Iš 96 figūros matome, kad AcX spinduliuojamų α dalelių tolis atitinka torio, bet ne aktinio šeimai.



97 fig.

S a r g e n t a s yra nustatęs, kad radioaktyvių elementų spinduliuojamų β dalelių didžiausia energija panašiai, kaip α dalelės siekiamas tolis *R*, priklauso nuo elemento skilimo konstantos λ. Jei vienoje koordinatų ašyje sužymimos β spektrų didžiausios (ribos) energijos, o antroje — tuos spektrus spinduliuojančių elementų skilimo konstantos λ logaritmai, tai visi radioaktyvūs elementai (išskyrus Rb ir K), sugula dviejose tiesėse, kaip rodo 97 fig. kreivės. Reikia pastebėti, kad panašiai santykiuoja ir dirbtinių radioaktyvių elementų didžiausioji energija ir skilimo konstanta.

§ 80. Izotopai

Urano-radžio radioaktyvių elementų šeimoje radžio elementas RaB virsta RaC, o šis virsta RaC^1 (XV lent.). Kadangi šį kitimą sukelia β spinduliavimas, tai minėtų trijų elementų atominis svoris yra vienodas ir lygus 214; tačiau jų kiekvieno atominis arba eilės numeris skiriasi vienetu, nes tiekuo skiriasi jų atomų branduolio teigiamų elementarių elektros kiekių *e* skaičius. Taigi, šie trys minėti elementai periodinėje elementų sistemoje užima skirtingas vietas, nors jų atominiai svoriai yra vienodi. *Cheminius elementus, turinčius vienodą atominį svorį, bet skirtingus atominius (eilės) numerius, vadiname izotonais* arba *izobarais.* Tokie izotonai yra RaB, RaC ir RaC^1 arba AcB, AcC ir AcC^1.

Antra vertus, elementų RaA, RaC^1 ir RaF atominiai svoriai yra skirtingi (RaA — 218, RaC^1 — 214, RaF — 210), bet jų atominiai numeriai yra vienodi (84), taigi, ir jų cheminės savybės yra vienodos, nes jos yra siejamos su elemento atominiu numeriu. *Cheminius elementus, kurie turi vienodą atominį (eilės) numerį, bet skirtingą atominį svorį, vadiname izotopais.* Taigi, RaA, RaC^1 ir RaF arba ThA ir ThC^1 yra izotopai. XV lentelėje pastebime, kad visų izotopų atominiai svoriai yra išreiškiami sveikaisiais arba labai artimais sveikiesiems skaičiais. Reiškiant elementų atominius svorius, iš pradžių vienetu buvo imtas vandenilio atominis svoris; bet dabartiniu laiku vienetu yra laikomas $^1/_{16}$ deguonies (O_2) atominio svorio; taip parinkus vienetą, daugelio elementų atominiai svoriai yra išreiškiami sveikaisiais arba labai artimais sveikiesiems skaičiais.

Bet turime ir tokių elementų, kurių atominiai svoriai žymiai skiriasi nuo sveikojo skaičiaus, k. a. Cl, kurio atominis svoris yra 35,45. Tačiau vėliau paaiškėjo, kad cheminiu būdu nustatyti elementų atominiai svoriai parodo to paties elemento izotopų mišinio, bet ne atskirų izotopų, atominį svorį. Elementas Cl turi du izotopus atominių svorių 35 ir 37. Atominis svoris 35,45 parodo jų mišinio atominį svorį.

Izotopams skirti cheminiai būdai nevisuomet tinka, kadangi, kaip minėjome, to paties elemento izotopai turi tokias pat chemines savybes. Tenka naudoti įvairius fizinius būdus. Viena iš svarbiausių priemonių izotopams skirti yra Astono masių spektrografas (§ 35). To paties elemento izotopų jonai, turėdami skirtingas mases, yra nevienodai atlenkiami elektriniame ir magnetiniame lauke. Masių spektrografas šiuo laiku tiek ištobulintas, kad įveikia skirti izotopus ir tuomet, kai jų santykis mišinyje tesiekia tik 0,0001. Juo išskirti daugelio elementų izotopai. 98 fig. parodo gautus spektrografu elementų Ge_{32} ir Te_{25} masių spektrus. Izotopams skirti sėkmingai vartojamas ir dalinės destiliacijos būdas. Šis būdas remiasi tuo, kad garavimo bei difūzijos greitis priklauso nuo masės. Šiuo būdu H a r k i n s a s, o taip pat B r o n s t e d a s ir H e v e s y 1920 m. nustatė chloro ir gyvojo sidabro atominio svorio kitimą, o 1932 m.

98 fig.

H e r t z a s atskyrė neono izotopus. Labai retus izotopus, tepasitaikančius labai mažam kiekyje, galima nustatyti optiniu būdu. Kadangi atominių spektrų Rydbergo konstantos dydis priklauso nuo atomo masės (52—21), tai to paties elemento izotopų spektro linijų bangų skaičiai šiek tiek skiriasi, vadinasi, jų spektro atitinkamos linijos yra pastumtos viena kitos atžvilgiu. Šį postūmį galima stebėti spektrografu. Išmatavus spektro linijų bangų skaičių skirtumą, galima išskaičiuoti ir izotopo mases. Šiuo būdu G i a u q u e ir J o h n s t o n a s 1929 m. atrado deguonies izotopus atominio svorio 17 ir 18. Vėliau šiuo būdu buvo nustatyti anglies izotopas atominio svorio 13 ir azoto atominio svorio 15.

Bet izotopų spektro linijų postūmį galime stebėti tik lengvųjų elementų atominiuose spektruose. Sunkesnių elementų atominiuose spektruose tokio spektro linijų postūmio nebegalime nustatyti, kadangi atitinkamų spektro linijų dažnumų skirtumas yra labai mažas. Žymiai didesni atitinkamų spektro linijų dažnumų skirtumai susidaro izotopų molekuliniuose spektruose (§ 98). Skirtingų masių atomai vibruoja nevienodu dažnumu; nuo vibracijų dažnumo priklauso molekulos energetiniai lygmens, taigi, ir spektriniai termai. Tokiu būdu to paties elemento izotopų spinduliuojamų spektro linijų dažnumai yra skirtingi, izotopų atitinkamos spektro linijos yra pasistūmusios viena kitos atžvilgiu.

Šiuo laiku yra žinoma iš viso apie 260 stabilių izotopų. Žemiau, XVI lentelėje, yra surašyti kai kurių elementų izotopai*). Jų atominiai svoriai paimti sveikaisiais skaičiais. Dažniau pasitaikančių, kurių mišinyje esti daugiau kaip 20%, atominiai svoriai atspausti juodai. Greta pažymėta procentais kai kurių izotopų kiekių santykis mišinyje.

XVI LENTELĖ

Atominis numeris	Simbolis	Izotopų skaičius	Izotopų atominis svoris
1	H	3	**1** (99, 9%) 2 (0,02%) 3 (10^{-7} %)
2	He	3	3, **4**
3	Li	2	6, **7**
6	C	2	**12** (99%) 13
7	N	2	**14** (99,6%) 15
8	O	3	**16** (99,8%) 17, 18
10	Ne	3	**20** (90%) 21, 22
26	Fe	3	54, **56,** 57
28	Ni	5	56, **58, 60,** 61, 62
34	Se	6	74, 76, 77, **78, 80,** 82
42	Mo	7	92, 94, 95, 96, 97, **98,** 100
48	Cd	9	106, 108, 110, 111, **112,** 113, **114,** 115, 116
50	Sn	11	112, 114, 115, 116, 117, **118,** 119, **120,** 121, 122, 124
80	Hg	9	196, 197, 198, 199, **200,** 201, **202,** 203, 204
82	Pb	8	203, 204, 205, **206, 207, 208,** 209, 210

Iš lentelės matome, kad ne visi elementai vienodai turtingi izotopais. Daugiausia jų turi Sn_{50}, iš viso 11, kurių atominiai svoriai yra tarp 112 ir 124 (išskyrus 113 ir 123). Stabilių izotopų iki šiol nėra rasta: F_9, Na_{11}, P_{15}, Sc_{21}, Mn_{25}, Co_{27} ir k. Taigi, pasirodo, kad lyginio atominio numerio elementai turi žymiai didesnį izotopų skaičių, kaip nelyginio. Pastarieji arba visai neturi izotopų, arba jie teturi tik 2, k. a.: B_5, N_7, Cl_{17}, K_{19}, Cu_{29}, Ga_{31}, Br_{35} ir k.; tik vandenilis turi 3 izotopus.

§ 81. Vandenilio izotopai

Vienas iš įdomesnių izotopų yra 1932 m. atrastas vandenilio izotopas, vadinamas sunkiuoju vandeniliu, arba deuteriu (H_1^2). Jau seniai buvo manoma, kad vandenilis turi izotopą, kurio atominis svoris yra dukart didesnis. Tačiau ilgą laiką nepavyko jo nustatyti. Pirmas jį pastebėjo U r e y 1932 m. optiškai spektroskopiniu būdu. Nufotografavęs vandenilio spektrą, jis greta vandenilio žinomų violetinių spektro linijų rado silpnas, iki to

*) Šiuo laiku žinomų atomų rūšių sąrašą galima rasti „Gamtoje" 1940 metų Nr. 1 autoriaus straipsn.: „Kiek turime atomų rūšių." Iš viso jų turime apie 427, iš kurių 260 yra stabilūs, o apie 167 — radioaktyvūs.

laiko nežinomas, linijas, pastumtas į trumpesnių bangų pusę kaip tik tose vietose, kur spektrų teorija ir numatė sunkiojo vandenilio spektro linijas. Vėliau Bainbridge'as masių spektrografiniu būdu konstatavo sunkųjį vandenilį ir surado jo atominį svorį. Tais pat metais Urey ir Washburnas elektrolitiniu būdu atskyrė izotopus. 1934 m. Lozier, Smithas ir Bleakneyus sunkiame vandenilyje nustatė ir trečią, labai retą, vandenilio izotopą, kurio atominis svoris yra lygus 3.

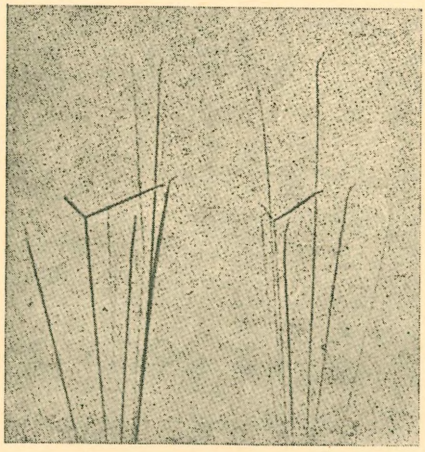
Sunkiojo vandenilio ir jo junginių savybės žymiai skiriasi nuo paprastojo vandenilio bei jo junginių; todėl jam skiriamas atskiras cheminis simbolis; jo branduolį vadiname *deutonu*. Sunkiojo vandenilio ir deguonies junginys vadinamas sunkiuoju vandeniu. Šis vanduo skiriasi nuo paprastojo vandens savo cheminėmis, fizinėmis ir biologinėmis savybėmis. Sunkiojo vandens tankis yra lygus 1,11; jis virsta ledu esant + 3,9°C, verda esant 104,4°C. Didžiausias sunkiojo vandens tankis yra esant 11°C. Ir paprastame vandenyje visuomet yra sunkiojo vandens; nors čia jo koncentracija yra labai maža, tačiau po didelio vargo Lewisui, Macdonaldui ir Berkly pirmiesiems pavyko jį gauti iš paprastojo vandens elektrolizės būdu.

XV SKYRIUS

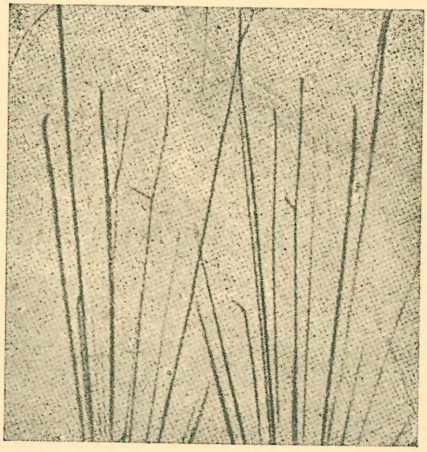
ATOMŲ SKALDYMAS

§ 82. Neutronas

Naturalių radioaktyvių elementų savaimingas skilimas paskatino bandyti dirbtiniu keliu suskaldyti ir savaime neskylančius, stabilius atomus, daužant juos turinčiomis didelę energiją dalelėmis. Pirmuosius atomo skaldymo tyrimus yra atlikęs 1919 m. Rutherfordas. Jis, daužydamas RaC spiduliuojamomis α dalelėmis azoto atomus, gavo vandenilio atomo branduolių — protonų (H_1^1) spindulius; čia protonai yra išmušami iš azoto atomų branduolių, susidaužus pastariesiems su α dalelėmis. 1925 m. Blackettui pavyko nufotografuoti atomo branduolio skilimą Wilsono kameroje. 99 ir 100 fig. matome α dalelių taką, joms lekiant ore ir vandenilyje. Susidaužusios su atomo branduoliais jos nukrypsta; išlekia ir atitrenktas atomo branduolys ir nulekia tuo toliau, kuo jis yra lengvesnis. Šis Rutherfordo tyrimas parodė, kad atomus galima suskaldyti. Atomų skilimo procesas užrašomas trumpai lygtim, panašia į chemines reakcijos lygtis. Elemento cheminio simbolio viršuje pažymimas jo atominis svoris, apačioje — atominis numeris. Taip, Rutherfordo reakcija pažymima šiokia lygtim:



99 fig.



100 fig.

$$N_7^{14} + He_2^4 \longrightarrow O_8^{17} + H_1^1$$

arba, dar trumpiau

$$(N_7^{14}, He_2^4)(O_8^{17} H_1^1)$$

Tikriau sakant, šiuo atsitikimu, kaip ir daugelyje kitų procesų, turime ne atomo skaldymą, bet jo statybą, kadangi skaldymo išdavoje gautojo elemento atomas yra sunkesnis ir sudėtingesnis už skaldomąjį atomą. Tačiau, to nepaisant, visi atominiai procesai vadinami bendrai atomo skaldymo procesais.

1930 m. Bothe ir Beckeris pastebėjo, kad daužant α dalelėmis lengvesnius, ypač berilio, atomus, gaunami ypatingai skvarbūs antriniai spinduliai. I. Curie ir Joliot, tirdami šiuos, kaip iš pradžių buvo manyta, γ spindulius nustatė, kad jų sukelta jonizacijos kameroje elektros srovė žymiai sustiprėja, padengus kamerą parafino sluoksniu. Buvo įsitikinta, kad šiais, tariamai γ spinduliais nušvietus parafiną, iš pastarojo išspinduliuojami greiti protonai. Energijos balansą suvedus, paaiškėjo, kad šie γ spinduliai turėtų būti labai didelės energijos, jei pajėgia sukelti tokios didelės energijos protonų spinduliavimą, kuris įveikia prasiskverbti pro kelių dešimtų cm storio sluoksnį, taigi, kurio energija turėtų siekti 50—100meV. Bet tai buvo mažai patikima; todėl Chadvickas priėjo išvadą, kad šiuos spindulius sudaro sunkios neįelektrintos dalelės, kadangi jos įveikia praeiti ir storesnius medžiagos sluoksnius. Šias daleles jis pavadino *neutronais*. Neutrono masė buvo nustatyta, taikant energijos bei judėjimo kiekio tvarumo dėsnius atomo branduolių skilimo reakcijoms. Daužant Ra spinduliuojamomis α dalelėmis berilį, vyksta tokia reakcija:

$$Be_4^9 + He_2^4 \longrightarrow C_6^{12} + n_0^1$$

Čia n_0^1 žymi spinduliuojamus neutronus. Jei branduolių rimties masę atitinkančią energiją pažymėsime E su atitinkamo atomo simboliu, o kinetinę energiją T, tai energijos dėsnį taikydami, gausime tokią lygtį:

$$E_{Be} + E_{He} + T_{He} = E_c + E_n + T_c + T_n$$

Atomų branduolių rimties energiją gausime, padauginę jų masę iš šviesos greičio kvadrato (c^2), o dalelių kinetinę energiją galime išmatuoti. Tokiu būdu iš šios lygties galėsime išskaičiuoti neutrono rimties energiją E_n, taigi, galėsime surasti ir jo masę. Taip skaičiuojant iš daugelio branduolių reakcijų buvo nustatyta, kad E_n yra apie 100 meV, o T_n, tik apie kelis meV. Taigi, neutrono masė yra, jei ne visai lygi, tai bent labai artima protono (H_1^1) masei. Šiuo laiku skaitoma, kad neutrono atominis svoris yra lygus 1,00895.

Tenka pastebėti, kad kalbėtas būdas masei nustatyti yra taikomas labai plačiai, nes jis yra vienas iš tiksliausių būdų bendrai atomų branduolių masei rasti.

Iki šiolei neutronai yra gaunami skaldant atomų branduolį. Vienas gausesnis neutronų šaltinis yra anksčiau minėta reakcija. Radžio ir berilio 1 g mišinys išspinduliuoja per 1 sek iki 2.10^7 neutronų. Be to, jie spindu-

liuojami ir kai kurioms kitoms branduolio reakcijoms vykstant, pvz., deutonams daužantis:

$$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow He_2^3 + n_0^1$$

§ 83. Neutronų išbarstymas ir absorbcija

Eidamas pro medžiagą, neutronų spindulių pluoštas silpnėja. Tai vyksta dėl to, kad patys neutronai yra išbarstomi ir absorbuojami atomo branduolių. Eksperimentiškai dažniausiai matuojamas visas neutronų spindulių stiprumo kitimas ir iš jo nustatomas branduolio — neutrono veikiamasis piūvis. Pastarasis elementams sunkėjant didėja; pvz., protono (H_1^1) — neutrono veikimo piūvis yra $1{,}68.10^{-24}cm^2$, o Hg—neutrono—$5{,}8{,}10^{-24}cm^2$. Apskritai, yra pastebėta, kad greitų ir lėtų neutronų spindulių stiprumas kinta nevienodai. Todėl neutronai skirstomi į lėtus ir greitus. Griežtos ribos tarp abiejų rūšių nėra nustatyta; paprastai turinčius didesnę už 10^5 eV energiją neutronus skaito greitais, o tuos, kurių kinetinė energija yra artima jų šiliminei energijai — lėtais. Apskritai, lėtų neutronų savybes turi visi neutronai, kurių energija neprašoka 10^5 eV.

Lėti neutronai gaunami einant neutronų spinduliams pro medžiagą, kur neutronai susidaužia su medžiagos atomų branduoliais. Svarbiausią vaidmenį čia vaidina, žinoma, elastingi smūgiai. Neelastingi smūgiai, kada atomai sužadinami spinduliuoti, tepasitaiko retai. Kad būtų gauti didesni sulėtinimai, reikalinga, kad susidaužęs neutronas atiduotų branduoliui kuo daugiausia energijos. Ir tai įvyksta tuomet, kai atomo branduolio masė yra artima neutrono masei. Atomų branduoliai, kurie sulėtina elektronus, neprivalo neutronus absorbuoti. Pasirodo, kad daugiausia sulėtina neutronus vandenilio atomų branduoliai. Todėl paprastai neutronų spindulius leidžia pro turtingas vandenilio atomais medžiagas, k. a. parafiną ir k.

Greitųjų neutronų energija nustatoma, išmatavus jų išmuštų atomų, pvz., vandenilio, helio, branduolių energiją. Bangų mechanika išveda, kad greitųjų, turinčių 10^6 eV ir daugiau energiją, neutronų materijos (de Broglie) bangos ilgis siekia branduolio skersmens dydį; todėl ir jų veikiamasis piūvis turėtų būti artimas branduolio piūviui.

Tarpinio veikimo energija tegali įgauti didesnę vertę tik branduolio dydžio nuotolyje, nes neutronas nėra įelektrintas. Tik retais atsitikimais neutronas įveikia atiduoti elektronui didesnę savo energijos dalį, taigi, jo jonizacijos galia yra labai maža. Matavimai Wilsono kamera rodo, kad neutronas tik 3 m kelyje pajėgia sukurti jonų porį.

Lėtų neutronų spindulių absorbciją išmatavus, buvo nustatyta, kad lėtų neutronų branduolių veikiamasis piūvis labai skiriasi, imant įvairius elementus, ir yra žymiai didesnis už atomų branduolio piūvį. Apskritai, lėtų neutronų — branduolių veikiamasis piūvis kinta tarp 4.10^{-24} cm^2 (D, C, Sn...) ir 3.10^{-20} cm^2 (Gd). Šis reiškinys aiškinamas neutrono bangos prigimtimi. Lėtų neutronų materijos banga yra žymiai didesnė už branduolio skersmenį. Bangų teorija nurodo, kad bangas išbarstant mažo dydžio kūnais, galima gauti rezonansą, kuris sukelia anomalų bangų išbarstymą. Toks rezonanso efektas yra nustatytas ir lėtiems elektronams, ku-

rių veikimo piūvis yra žymiai didesnis. Rezonansas yra gaunamas kaip tik tuomet, kai elektrono materijos bangos ilgis siekia atomo elektronų sluoksnių dydį.

Lėtų neutronų didelį veikiamąjį piūvį sąlygoja iš dalies anomalus neutronų išbarstymas, iš dalies jų absorbcija, kurią paprastai lydi γ spinduliavimas. Atrodo, kad labai didelius veikimo piūvius sąlygoja absorbcija tuomet, kai neutronai įstringa į branduolį, taigi, esti absorbuojami; išbarstymo sąlygoti veikiamieji piūviai yra vidutinio dydžio. Kai kuriais atsitikimais yra išmatuota atskirai išbarstymo sąlygoti veikiamieji piūviai ir palyginti su bendraisiais veikimo piūviais. Taip, vandenilis ne tik išbarsto, bet ir absorbuoja neutronus; absorbcijos reakcija yra ši:

$$n^1_0 + H_1{}^1 \rightarrow H_1{}^2 + \gamma$$

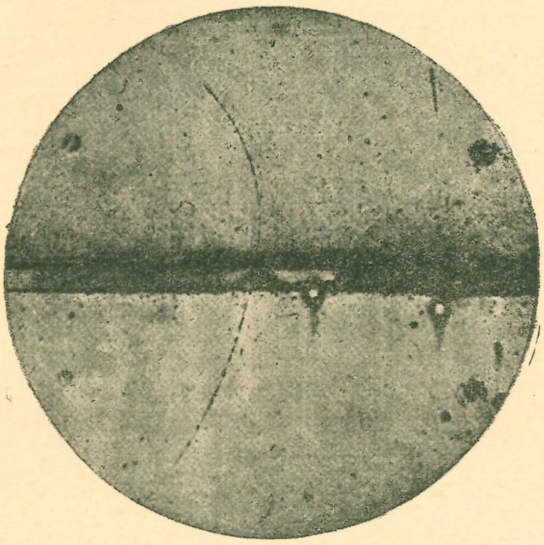
išbarstymo veikiamasis piūvis yra lygus $43{,}10^{-24}cm^2$, absorbcijos — $0{,}3{,}10^{-24}cm^2$, bendras — $43{,}3.10^{-24}cm^2$. Taigi, vandenilio branduolio — neutrono absorbcijos piūvis yra nedidelis palyginti su bendru piūviu. Bet kadmio (Cd) išbarstymo veikiamasis piūvis yra $1{,}2.10^{-24}cm^2$, o bendras— $3500.10^{-24}cm^2$; taigi, absorbcijos veikiamasis piūvis yra žymiai didesnis už išbarstymo veikiamąjį piūvį. Tokiu būdu vienos medžiagos daugiau išbarsto neutronus, o mažiau juos absorbuoja, kitos — atvirkščiai. Kai neutronų spindulių pluoštas yra leidžiamas pro pirmos rūšies medžiagos vamzdelį, tai jie, sienelių barstomi, beveik nesilpnėdami gali nueiti didesnį nuotolį. Taip, parafino vamzdelyje neutronų spinduliai nueina net 6 m. Antros rūšies medžiagos vamzdelyje neutronų spinduliai yra absorbuojami ir visai išnyksta. Neutronų absorbcija priklauso nuo jų greičio. Esant tam tikram greičiui, neutronai ypatingai lengvai įstringa branduolin; tuomet turime neutronų selektyvią absorbciją. Taip, elementas Cd geriausiai absorbuoja šiliminės (apie 0,03V), o elementas J — didesnės (apie 10—30V) energijos neutronus. Šią selektyvią neutronų absorbciją tenka aiškinti branduolio struktūros savybėmis; kai esti sužadinamos visos atomo branduolio dedamosios dalelės, t. y. kai pasireiškia rezonansas, tuomet ypatingai lengvai esti absorbuojamas neutronas.

§ 84. Pozitronas; elektronų poris

Kosminių spindulių (XVIII sk.) sukeltus reiškinius stebėdamas, C.D. Andersonas 1932 m. gavo esančioje stipriame (iki 20000 gausų) magnetiniame lauke Wilsono kameroje dalelių takus, atlenktus į abi puses; juos paliko teigiamai ir neigiamai įelektrintos dalelės. Iš pradžių buvo manyta, kad teigiamai įelektrintos dalelės yra protonai; tačiau takų kreivumas ir jų storis bei ilgis aiškiai parodė, kad šiuos takus paliekančios dalelės nėra protonai; jų energija būtų per maža, kad jie įveiktų nuskrieti tokio ilgio kelius; taigi, šios dalelės turėjo būti žymiai lengvesnės už protoną. Andersonas padarė išvadą, kad sukeliančios minėtus takus dalelės yra *teigiamos elektros elementarūs kiekiai;* šias daleles vadiname *teigiamais elektronais,* arba *pozitronais.*

Neigiamos elektros elementarus kiekis — elektronas jau yra atrastas praeito šimtmečio pabaigoje. Seniai jau yra žinomas ir teigiamos elektros

elementarus kiekis, kurį turi vienvalentis teigiamas jonas. Tačiau iki 1932 m. šis elementarus teigiamos elektros kiekis tebuvo žinomas tik surištas su materija. Buvo manyta, kad tik neigiamos elektros elementarūs kiekiai tegali būti laisvi, su materija nesurišti, o laisvų teigiamos elektros elementarių kiekių nesą.



101 fig.

101 fig. vaizduoja Andersono gautą pozitrono taką. Iš jo kreivumo ir jonizacijos tankio buvo nustatyta, kad pozitrono masė yra lygi elektrono masei. Ir iš viso tyrimai rodo, kad pozitrono savybės yra visiškai tapatingos su elektrono savybėmis, ir tuose reiškiniuose, kur elektros ženklas nevaidina vaidmens, pozitronas ir elektronas elgiasi visiškai vienodai; bet jų elgesys yra priešingas ten, kur turi reikšmės elektros ženklas.

Andersonui atradus pozitroną, Blackettas ir Ochialinis nustatė, kad Wilsono kameroje gana dažnai gaunamas ištisas, išeinančių iš kameros sienelių arba kameroje esančios metalinės plokštelės vieno taško, takų būrys; juos sukelia išlekiantieji iš vieno taško pozitronai ir elektronai; paprastai ir vienų, ir antrų skaičius yra vienodas. Šiuo laiku manoma, kad minėtu atveju pozitronai ir elektronai yra sukuriami, virstant spinduliavimo energijai materija. Kaip spinduliuojančios dalelės kinetinė arba potencinė energija tam tikromis sąlygomis gali virsti spinduliavimo energija, taip čia pastaroji virsta materija. Kadangi šiam procesui vykstant turi galioti elektros tvarumo dėsnis, todėl sukurtų pozitronų ir elektronų skaičius privalo būti lygus. Reikėtų laukti, kad ir kitos rūšies energija gali virsti elektronų porio (pozitrono ir elektrono) energija. Ir tikrai eksperimentais yra nustatyta, kad elektronų poriai gali būti sukurti, kai materiją veikia ne tik spinduliavimo energija, bet ir elektronai, arba kai yra sužadinami atomų branduoliai; pastaruoju atveju kartais žadinimo energija virsta elektronų poriu. Šiems kitimo procesams turi galioti energijos ir judėjimo kiekio tvarumo dėsniai. Imsime kad ir spinduliavimo energijos kitimą į elektronų porį. Judėjimo kiekio tvarumo dėsnis sako, kad toks procesas nėra galimas tuštumoje, nes tuomet nėra kas paimtų judėjimo kiekį. Pastarąjį gali paimti atomo branduolys arba kitas fotonas. Jei energijos kitimui materija (elektronų poriu) tarpininkauja atomo branduolys, tai jam ir perduodamas judėjimo kiekis. Kadangi jo masė yra palyginamai labai didelė, tai jo paimtoji energijos dalis yra labai maža, taigi, šiuo atsitikimu virtusio materija fotono energija $h\nu$ turi būti lygi elektronų porio rimties energijai, padidintai jų kinetine energija. Jei

pozitrono ir elektrono masę pažymėsim m, jų kinetinę energiją — atitinkamai T_+ ir T_-, tai

$$h\nu = 2mc^2 + T_+ + T_- \qquad (84—1)$$

Taigi, kad vyktų spinduliavimo energijos materializacijos procesas, reikalinga, kad fotono energija būtų bent nemažesnė už $2mc^2$ (apie 10^6eV); tai patvirtina ir tyrimas; elektronų porio susidarymo nepastebėta, kai spinduliavimo energijos (matomos šviesos arba X—spindulių) kvantas $h\nu$ yra mažesnis už $2mc^2$. Be to, ir tuštumoje nėra pastebėta tų porių susidarymo. Energijos materializaciją reiškiančią lygtį (84—1) tikrina šiuo būdu. Leidžia $h\nu$ energijos šviesos spindulį ir matuoja susidariusių elektronų porių energiją. Paprastai gaunamų elektronų skaičius yra didesnis už pozitronų skaičių, nes be sukurtųjų elektronų, yra gaunami dar Comptono efekto elektronai. Ogi pozitronai yra gaunami tik drauge su elektronu. Tiesa, kartais galima pastebėti tik vieną pozitroną; bet šių paskirų pozitronų kilmė yra aiškinama šiaip: kai pozitrono ir elektrono energija yra nevienoda, tai vienas iš jų, turėdamas mažesnę energiją, gali būti pačios materijos absorbuotas; tuomet beišlekia iš jų dviejų tik vienas; be to, dažnai jie išspinduliuojami skirtinga kryptim, todėl vienas iš jų gali būti ir nepastebėtas.

Elektronų porių susidarymo procesą nusakydami, taikėme energijos tvarumo dėsnį tik šviesos kvantui ir sukurtam elektronų poriui. Ir to visiškai užteko. Tai parodo, kad čia turima reikalo tik su spinduliavimo energijos transmutacija ir kad šioje transmutacijoje branduolio energija nevaidina jokio vaidmens, taigi, kad materija (branduolys) yra tiktai tarpininkas.

Jei spinduliavimo energija, materijai tarpininkaujant, gali virsti elektronų poriu (materija), tai turėtų būti galimas ir atvirkščias procesas: elektronų poris turėtų išnykti, išspinduliuodamas energiją. Pagal judėjimo kiekio tvarumo dėsnį, turėtų būti galimi tokie du atvejai: kai materija netarpininkauja, elektronų poriui virstant spinduliavimo energija, turėtų susidaryti du fotonai (šviesos kvantai); o materijai tarpininkaujant tesusidarytų tik vienas fotonas. Pastaruoju atveju judėjimo kiekis yra atiduodamas branduoliui. Iš energijos tvarumo dėsnio išeina, kad, kai dematerializacijos (anihiliacijos) procesui materija netarpininkauja, gaunami du lygūs šviesos kvantai $h\nu$, kurių kiekvieno energija yra apie $0{,}5.10^6$ eV; materijai tarpininkaujant gaunamo šiame procese šviesos kvanto $h\nu$ energija yra lygi apie 10^6 eV. Čia skaitome, kad elektronų kinetinė energija yra nedidelė palyginti su elektrono masės energija, kaip dažniausiai ir yra. Kai elektronų kinetinė energija nėra maža, tai tuomet judėjimo kryptim išspinduliuotas šviesos kvantas yra didesnis, o priešinga — mažesnis.

Eksperimentiniai tyrimai aiškiai parodė, kad tokie elektronų porių nykimo (dematerializacijos, arba anihiliacijos) procesai yra galimi; ir dažniausiai jie vyksta tuštumoje, materijai visiškai netarpininkaujant, taigi, dažniausiai išspinduliuojami šviesos kvantai $0{,}5.10^6$ eV. dydžio. Elektronų nykimą paprastai taip suseka. Viršuje elektronų skaitiklio padeda plokštelę, kurios viena pusė, nukreipta nuo skaitiklio, yra padengta radioaktyviu, pozitronus spinduliuojančiu sluoksniu. Pozitronai neprilekia

iki skaitiklio. Tuomet išsielektrinimus skaitiklyje sukelia sukurtasis elektronų poriams nykstant spinduliavimas. Jei dabar radioaktyvus sluoksnis taip pridengiamas antra plokštele, kad spinduliuojamieji pozitronai joje būtų sulaikomi ir sunaikinami, tai išsielektrinimų skaičius žymiai padidėja, nes tuomet pagausėja sukurtasis elektronų poriams nykstant spinduliavimas. Išsielektrinimų skaičius pasidaro mažesnis, kai šį tyrimą atlieka, padengę plokštelę elektronus spinduliuojančiu radioaktyviu sluoksniu, ir tai yra todėl, kad tuomet nebeturima elektronų porių. Elektronų poriams nykstant sukeltas spinduliavimas taip nustatomas. Radioaktyviojo sluoksnio spinduliuojami pozitronai eina į materijos sluoksnį; abiejose jos pusėse padedami elektronų skaitikliai, sujungti tarp savęs koincidencijos būdu. Taip įsitikinama, kad į abi materijos sluoksnio puses tuo pačiu laiku yra išspinduliuojamas kvantas.

Pagalia yra nustatyta, kad skvarbųjį (pvz., γ) spinduliavimą išbarstant, taip pat yra gaunamas elektronų poriams nykstant sukurtas spinduliavimas. Kai γ spinduliais nušviečiama materija, tai joje gaunami pozitronai, kurie, sudarę porius su elektronais, ten pat ir išnyksta, išspinduliuodami jau ilgesnių bangų (minkštesnius) γ spindulius. γ spinduliai žymiai daugiau sukuria elektronų porių sunkesniuose elementuose, kaip lengvesniuose. Ir iš viso tenka pastebėti, kad elektronų poriai susidaro tik prie atomų branduolių; susidarymo procesas yra tuo tikimesnis, kuo yra didesnis branduolio elektros kiekis ($\sim Z^2$).

§ 85. Atomų skaldymas

Kad atomus suskaldytume, reikalinga juos daužyti didelės energijos dalelėmis, kokias spinduliuoja natūralios radioaktyviosios medžiagos. Tokiomis dalelėmis ir buvo iš pradžių naudotasi. Bet ir stipriausi radioaktyvūs preparatai teišspinduliuoja iš viso apie 10^9 α dalelių per 1 sek. Iš jų tik apie 10^3 dalelių „susidaužia“ su atomų branduoliais ir juos suskaldo, o visos kitos „nepataiko“. Taigi, ir stipriausias radioaktyvias medžiagas imant, galima tikėtis suskaldyti per 1 sek tik apie 100—1000 branduolių, kadangi juos sudaužyti tikimybė yra labai maža. Žymiai stipresnio veikimo galima būtų tikėtis, nušviečiant atomų branduolius dirbtiniais dalelių spinduliais, nes jie yra daug gausesni dalelėmis. Taip, vandenilis gali išspinduliuoti iki 10^{14} protonų (H_1^1) per 1 sek. Radioaktyvių elementų spinduliuojamos α dalelės turi kelių milijonų elektronvoltų energiją. Tokią ir gal dar didesnę energiją reikėtų suteikti ir dirbtinių spindulių dalelėms, pagreitinus jas labai stipriame elektriniame lauke, kuriam gauti tenka sudarinėti labai didelius (iki milijonų voltų) potencialų skirtumus. Bet bangų mechanikos teoriniai samprotavimai rodo, kad lengvesnių elementų branduolius galima suskaldyti protonais, kurių energija siekia tik kelis šimtus tūkstančių elektronvoltų. Tiek greitinti protonus nebesudaro didelių sunkenybių. Pastaruoju laiku įelektrintos dalelės esti greitinamos skersiniame magnetiniame lauke, kuriame jos skrieja vis didejančio stipino apskritimu ir visą laiką greitėdamos tolsta nuo centro, kol, pagaliau, įgavusios didelę energiją, visai išlekia iš jo. Šiuo būdu greitinant užtenka ke-

lių tūkstančių (iki 5000) voltų potencialų skirtumo, kad dalelės įgautų 10^6 elektronvoltų energiją.

Atomams skaldyti iš pradžių buvo naudojamos α dalelės ir protonai, o vėliau ir deutonai. Bet atradus neutroną, pasirodė, kad atomų branduoliams skaldyti ypatingai tinka neutronų spinduliai. α dalelės, protonai, deutonai yra teigiamai įelektrintos dalelės. Branduolio stumiamų (Coulombo) jėgų veikiamos, jos neįveikia tiek priartėti prie branduolio ir į jį įsiskverbti, kad pajėgtų branduolio struktūrą pakeisti. Neutronas yra neutrali dalelė, taigi, jo šios stumiamosios jėgos neveikia; jis lengvai gali įsiskverbti ir suardyti ne tik lengvesnių, bet ir sunkiųjų atomų branduolius, kurių elektrinis laukas yra itin stiprus.

Daužant α dalelėmis įveikta suskaldyti tik lengvesniųjų (iki 30-to atominio numerio) elementų branduolius. Daužant N, Na, Al ir P yra gaunamas ypatingai ryškus skilimo efektas. Al atomo branduolio reakcija yra tokia:

$$(Al_{13}^{27},\ He_2^4)\ (Si_{14}^{30},\ H_1^1)$$

Skaldant α dalelėmis, išspinduliuojami protonai arba neutronai; sakoma, turime (α, p) ir (α,n) rūšies reakcijas. Aliuminio branduolio reakcija yra pirmos (α, p) rūšies; daužant borą, gaunama antros (α, n) rūšies reakcija:

$$(B_5^{11},\ He_2^4)\ (N_7^{14},\ n_0^1)$$

Kai kurias (α, p) rūšies reakcijas lydi γ spinduliavimas. Kad suskaldytume vieną branduolį, reikalinga paleisti labai daug α dalelių. Protonų skaičius, kuris išspinduliuojamas daužant 10^8 α dalelių, yra vadinamas proceso *našumu*. Jis svyruoja tarp 5 ir kelių šimtų. Protonų našumas didėja, α dalelių energijai didėjant. Protonų spinduliai, kuriuos gauname daužydami aliuminį, pasiskirsto 4-iomis skirtingų energijų grupėmis, protonų nueiti keliai ore yra tokio ilgio: 107, 66, 30 ir 4,5 cm. Šių grupių spindulius sukelia tik tam tikros energijos α dalelės, kurių nueitų kelių ilgis ore siekia 3,33 ir 2,42 cm. Šis reiškinys yra vadinamas *rezonansiniu efektu;* pastarasis yra gaunamas tuomet, kai α - dalelių energija atitinka branduolio energetinį lygmenį. Panašiai pasiskirsto į grupės ir protonų spinduliai, gaunami daužant borą (16, 32 ir 76 cm), fluorą (15, 25, 32 cm), magnį (50, 39,5, 21 cm) ir k.

Daužant atomus protonais, pirmiausia buvo suskaldytas litis; jo skilimo procesą nusako tokia lygtis:

$$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2He_2^4$$

išspinduliuojamos α dalelės. Bendrai, bombarduojant atomus protonais, gaunamos šios pakaitos reakcijos: dažniausiai pasitaiko (p, α) skilimas, kur protonas pakeičia α dalelę. Be to, turime dar ir (p,n), ir $(p$ —$)$ skilimus. Pastarojoje reakcijoje neišspinduliuojama jokia dalelė.

Daužant atomus deutonais, yra aptiktos tokios rūšies reakcijos: $(d, \alpha$ (d, p) ir (d, n), taigi, išspinduliuojami α dalelės, protonai arba neutronai. Iš visų reakcijų, gautų daužant atomus deutonais, išsiskiria sunkiojo vandenilio (D) reakcija, kurioje dalyvauja vienas vienintelis vandenilis trijose atmainose; ji vyksta taip:

$$(H_1^2,\ H_1^2)\ (H_1^3,\ H_1^1)$$

Šalia jos vyksta ir tokia reakcija:

$$(H_1^2,\ H_1^2)\ (He_2^3,\ n_0^1)$$

Protonais ir deutonais daužant, teįveikiama suskaldyti tik lengvesnių atomų branduolius; nes jie, būdami įelektrinti, elektrinio lauko jėgų veikiami, neįstengia giliau įsiskverbti į sunkesnių atomų branduolius. Daužant deutonais tepavyko suskaldyti sunkesnių elementų tik vario (Cu_{29}) ir platinos (Pt_{78}) branduolius. Spinduliuojami, reakcijoms vykstant, protonų ir α dalelių spinduliai pasiskirsto į grupes; taip, reakcijos

$$(F_9^{19},\ H_1^2)\ (O_8^{17},\ He_2^4) + h\nu$$

α spinduliai nueina ore tokius kelius: 2,8; 5,6 ir 6,9 cm, o reakcijos

$$(B_5^{10},\ H_1^2)\ (B_5^{11},\ H_1^1)\ + h\nu$$

protonų spinduliai nueina šiuos: 31; 58; 92 cm. Tokiu būdu, ir čia turime rezonansinį efektą. Daugelį reakcijų lydi γ spinduliavimas.

Kaip minėjome, atomų branduoliams skaldyti ypatingai tinka neutronų spinduliai. Pirmieji Featheris ir Harkinsas, nušvietę neutronų spinduliais dujas, Wilsono kameroje pastebėjo atomų skilimą; Fermi, vartodamas RaE ir Be miltelių mišinio spinduliuojamus neutronus, suskaldė daugelio lengvesnių ir sunkesnių atomų branduolius. Skaldant atomus neutronais, gaunamos šios rūšies reakcijos: (n, α), (n, p) ir $(n—)$. Pastarojo tipo reakcijos dažniau pasitaiko, daužant atomų branduolius lėtesniais neutronais.

Pagaliau atomų branduoliai skaldomi ir γ spinduliais. Taip, jais nušvietus sunkųjį vandenilį, gautas toks skilimas:

$$(H_1^2,\ \gamma)\ (H_1^1,\ n_0^1)$$

Šiose visose branduolių skilimo reakcijose yra išspinduliuojama dalelės (elektronas, protonas, neutronas arba α dalelė), kurių masė, jei imsime sunkesniųjų branduolių reakcijas, yra nedidelė, palyginus ją su paties branduolio mase. Tokiu būdu naujai sukurtojo branduolio atominis svoris mažai tesiskiria (daugiausia 4 vienetais, kai yra išspinduliuojama α dalelė) nuo pirmykščio branduolio atominio svorio. Bet 1939 m. buvo aptikti tokie atomo skilimo procesai, kur skaldomasis branduolys skyla į 2 beveik vienodos masės sunkias daleles. Čia turime jau lyg ir atomo sprogimą; todėl tokios rūšies atomines reakcijas vadinsime branduolių sprogimu, kad atskirtume šias reakcijas nuo tųjų, kur išspinduliuojama lengvosios dalelės.

Fermi, daužydamas neutronais sunkesniųjų elementų branduolius nustatė, kad daugelis naujai gautųjų branduolių yra radioaktyvūs ir skyla išspinduliuodami β dalelę. Panaši reakcija buvo aptikta daužant neutronais ir uraną U_{92}^{238}; uranas darėsi radioaktyvus. Iš pradžių buvo manyta, kad šiuo keliu gauto radioaktyvaus urano β skilimas gali eiti trimis įvairiomis šakomis ir kad vykstant keliems iš eilės β skilimams gaunami didesnio kaip 92 eilės numerio radioaktyvūs branduoliai: eka Re_{93}^{239}, eka Os_{94}^{239}, eka Ir_{95}^{239}, eka Pt_{96}^{239} ir eka Au_{97}^{239}. Tokiu būdu buvo mano-

ma, kad daužant urano branduolius yra pavykę sukurti elementus, kurie gamtoje iki šiol nėra aptikti.

Tačiau vėlesniais Meitner, Hahno, Strassmanno, Friscno, Joliot ir k. tyrimais buvo nustatyta, kad čia turima reikalo su visai nauju atomo skilimu, būtent, jo sprogimu į du beveik tos pačios masės radioaktyvius branduolius. Uranui sprogstant aptikti nuo 35 iki 57 atominio numerio branduoliai. Tačiau yra nustatyta, kad ne visi čia paminėti branduoliai yra gaunami urano branduoliui sprogstant; dalis jų atsiranda skylant gautiems radioaktyviems branduoliams uranui sprogus. Bendrai, sprogimo reiškinys yra painus ir tik nedaugelyje atvejų yra nustatyta, kokie branduoliai yra pirminiai ir kokie yra atsiradę vėliau, pirmiesiems skylant. Hahnas ir Strassmannas duoda, pvz., tokią urano branduolio sprogimo reakciją:

$$U_{92} + n_0 \longrightarrow Kr_{36}^{88} + Ba_{56}$$

$$\beta \downarrow \qquad \downarrow$$

$$Ra_{37}^{88} \quad La_{57}$$

$$\beta \downarrow \qquad \downarrow$$

$$Sr_{38}^{88} \quad Ce_{58}$$

Buvo išsprogdinti ir kiti sunkieji branduoliai: torio, protaktinio. Gaunamas gausus lengvesnių branduolių skaičius sunkiesiems branduoliams sprogstant nurodo į tai, kad sprogimas gali vykti įvairiais būdais.

§ 86. Dirbtinis radioaktyvumas

Ne visi atomus skaldant sukuriami nauji atomų branduoliai yra stabilūs; kai kurie iš jų savaime irsta, kaip ir natūralių radioaktyvių elementų atomai. Tokį šiuo būdu sukurtą radioaktyvų elementą pirmieji yra nustatę I. Curie ir Joliot 1934 m. Buvo pastebėta, kad, daužant aliuminį (Al_{13}^{27}) didelės energijos α dalelėmis, be neutronų yra spinduliuojami ir pozitronai. Neutronų spinduliavimas prasideda (bei išnyksta) tuo pat akimirksniu, kaip tik pradeda (bei nustoja) aliuminį daužyti; pizitronų spinduliavimas prasideda tik tam tikram, nors ir trumpam, laikui praėjus ir jis tęsiasi ir nustojus daužyti aliuminį α: dalelėmis ir tik po kurio laiko visai išnyksta. Pozitronų spindulių stiprumas mažėja tokiu pat dėsniu, kaip ir natūralių radioaktyvių elementų spinduliavimo stiprumas. Tai parodo, kad daužant Al_{13}^{27} branduolius yra sukuriami nauji nestabilūs, radioaktyvūs branduoliai, kurie savaime irsta spinduliuodami pozitronus ir virsta stabiliais branduoliais. Kalbamu atveju turima šiokia branduolių reakciją:

$$Al_{13}^{27} + H_2^4 \longrightarrow P_{15}^{30} + n_0^1$$

$$P_{15}^{30} \longrightarrow Si_{14}^{30} + e^+$$

Taigi, daužant aliuminio branduolius gaunami radioaktyvaus izotopo branduoliai P_{15}^{30}, kurie irdami virsta Si_{14}^{30} branduoliais. Šis tyrimas parodė, kad skaldant atomų branduolius kartais galima gauti radioaktyvių elemen-

tų; jie vadinami *dirbtiniais radioaktyviais elementais*, o pats reiškinys — *dirbtiniu radioaktyvumu*.

Dirbtiniai radioaktyvūs elementai yra gaunami daužant atomų branduolius ne tik α dalelėmis, bet ir deutonais, protonais ir neutronais. Taip, daužant Na_{11}^{22} deutonais, gaunamas natrio radioaktyvus izotopas, kuris irsta, išspinduliuodamas elektroną, ir virsta magniu:

$$Na_{11}^{23} + H_1^2 \longrightarrow Na_{11}^{24} + H_1^1;$$
$$Na_{11}^{24} \longrightarrow Mg_{12}^{24} + e^-$$

Daužant anglies atomus protonais, gaunamas radioaktyvus azoto izotopas, kuris irdamas virsta anglies izotopu:

$$C_6^{12} + H_1^1 \longrightarrow N_7^{13}; \quad N_7^{13} \longrightarrow C_6^{13} + e^+$$

Daužant natrį neutronais, gaunamas radioaktyvus fluoro izitopas:

$$Na_{11}^{23} + n_0^1 \longrightarrow F_9^{20} + He_2^4; \quad F_9^{20} \longrightarrow Ne_{10}^{20} + e^-$$

Šie keli pavyzdžiai rodo, kad dirbtiniai radioaktyvūs elementai skyla, išspinduliuodami pozitroną arba elektroną. Natūralių radioaktyvių elementų skilimą lydi α dalelių arba elektronų spinduliavimas (§ 77).

Daužant atomų branduolius α dalelėmis bei protonais, yra gaunami tik lengvesnių elementų radioaktyvūs izotopai. Sunkesnių elementų radioaktyviems izitopams gauti tenka atomus daužyti didelės energijos deutonais arba neutronais. Pastaraisiais daužant, pavyko sukurti dirbtinai tokius radioaktyvius branduolius, kurie iki šiolei buvo žinomi tik kaip natūralūs radioaktyvūs elementai. Ypatingai veiklūs pasirodė lėtieji neutronai.

Šiuo laiku yra gauta veik visų elementų radioaktyvūs izotopai. Jie surašyti XVII lentelėje. Antrame stulpelyje duotas jų pusamžis; + arba — ženklas parodo pozitronų arba elektronų spinduliavimą, kai jie skyla.

XVII LENTELĖ

Elementas	Pusamžis	Elementas	Pusamžis
He_2^6	— —	Na_{11}^{22}	9 min +
Li_3^8	0,5 sek —	Na_{11}^{24}	15,5 val —
B_5^{12}	apie 2.10^{-2} sek —	Mg_{12}^{27}	apie 10 min —
C_6^{11}	20 min +	Al_{13}^{26}	7 sek +
C_6^{14}	— —	Al_{13}^{28}	apie 3 min —
N_7^{13}	11 min +	Al_{13}^{29}	apie 11 min —
N_7^{16}	10 sek —	Si_{14}^{27}	2,5 min +
O_8^{15}	apie 2 min +	Si_{14}^{31}	2,8 val —
O_8^{19}	apie 9 sek —	P_{15}^{30}	apie 3 min +
F_9^{17}	apie 1 min +	P_{15}^{32}	apie 13 dien —
F_9^{20}	12 sek —	Cl_{17}^{34}	40 min +
Ne_{10}^{19}	40 sek +	Cl_{17}^{36}	35 min —

Elementas	Pusamžis	Elementas	Pusamžis
Cl_{17}^{38}	40 min	La_{57}^{140}	1,9 dien —
K_{19}^{42}	16 val —	Pr_{59}^{142}	19 val —
Sc_{21}^{44}	3 val +	Tb_{65}^{160}	3,9 val —
V_{23}^{52}	3,75 min +	Dy_{66}^{165}	2,5 val —
Mn_{25}^{56}	2,5 val —	Ho_{67}^{166}	apie 3 val —
Cu_{29}^{64}	5 min ir —	Cp_{71}^{176}	apie 4 val —
Cu_{29}^{66}	6 val —	Hf_{72}^{181}	labai didelis —
As_{33}^{76}	26 val —	Ir_{77}^{191}	19 val —
Br_{35}^{80}	18 min —	Au_{79}^{198}	65 val —
Br_{35}^{82}	4,2 val —	Tl_{81}^{204}	97 min —
Rh_{45}^{103}	44 min ir 4 min	Tl_{81}^{206}	apie 4 min —
Ag_{47}^{106}	apie 22 sek ir —	Pa_{91}^{233}	2,5 min —
Ag_{47}^{110}	apie 2,5 min —	Ur_{92}^{237}	40 sek —
I_{53}^{128}	25 min —	Ur_{92}^{239}	10 sek —

Pagaliau tenka bent trumpai paminėti, kaip eksperimentiškai nustatoma dirbtinai sukurtų radioaktyvių elementų prigimtis. Iš pradžių Wilsono kamera arba elektronų skaitikliu įsitikinama, kad tikrai turima dirbtinis radioaktyvus elementas; jei toks yra, tai ir nustojus atomų branduolius daužyti, esti spinduliuojamos įelektrintos dalelės — pozitronai arba elektronai. Pastarąsias atlenkiant Wilsono kameroje magnetiniu lauku susekama, ar spinduliuojamos dalelės yra pozitronai, ar elektronai. Nustačius visų, vykstant branduolio reakcijai, spinduliuojamų dalelių prigimtį, jau bent apytiksliai, o kartais ir visai griežtai, galima spręsti apie gauto radioaktyvaus elemento eilės skaičių bei jo prigimtį. Bet dažnausiai gauto radioaktyvaus elemento prigimtis nustatoma visai griežtai tik atskyrus jį nuo paimtojo tyrimui elemento. Taip, pvz., veikiant daužomą aliuminį reagentais, kurie įveikia aliuminį atskirti nuo fosforo, pavyko nustatyti, kad radioaktyvus elementas yra fosforo izotopas. Šiuo būdu buvo susekta daugelio radioaktyvių elementų prigimtis. Bet cheminis būdas visai netinka tuo atveju, kai dirbtinai gautas radioaktyvus elementas yra daužomo elemento izotopas. Tokios reakcijos dažniausiai pasitaiko daužant atomų branduolius neutronais, kurie yra absorbuojami. Neutronų absorbciją paprastai lydi γ spinduliavimas, todėl naujai sukurtas radioaktyvus atomas esti atitrenkiamas. Atatrankos energija siekia kelių elektronvoltų. Kai pradinė medžiaga yra cheminis junginys, tai, neutronų absorbcijai vykstant, nauji radioaktyvūs atomai yra atitrenkiami ir išmetami iš junginio; taigi, jie nebesudaro junginio, bet yra laisvi. Paveikus juos prijungiančiu reagentu, galima iš junginio išskirti ir tuo būdu nustatyti jų prigimtį.

Bet kurio radioaktyvaus elemento būdingas dydis yra jo pusamžis. Išmatavus pusamžį, jau kartais galima spręsti, kurios rūšies atomai dalyvauja reakcijoje.

§ 87. Atomų branduolių reakcijos

Apskritai, atomų branduolių skilimo reakcijas galima paskirstyti į tokias 3 grupes. Visoms grupėms, žinoma, turi galioti ši taisyklė: visų reakcijoje dalyvaujančių dalelių elementarių elektros kiekių skaičių bei masių suma prieš ir po reakcijos turi būti lygi.

Pirmoji reakcijų grupė apima visus procesus, kur daužanti dalelė nepakinta, bet tik jos visa arba dalis kinetinės energijos esti panaudojama branduoliui sužadinti. Pastarasis gali kartais skilti (disocijuoti). Šios rūšies reakcijas galime išreikšti:

$$n+(Z,\ M)=(Z,\ M)+n$$

arba disocijuojant:

$$n+(Z,\ M)=(Z_1,\ M_1)+(Z_2,\ M_2)+n,\ \text{kur}$$
$$Z=Z_1+Z_2 \text{ ir } M=M_1+M_2$$

Čia Z žymi branduolio eilės numerį, o M — jo masės skaičių. Vietoje neutrono gali būti bet kuri kita dalelė, ypatingai α, deutonas (d) arba protonas (p).

Antroji reakcijų grupė apima visus procesus, kur daužoma dalelė įstringa branduolin, ir tokiu būdu susidaro naujas branduolys, sudarytas iš pirminio branduolio ir daužomos dalelės. Šios rūšies reakcijas galime nusakyti tokiom lygtim:

$$n+(Z,\ M)=(Z,\ M+1)+\gamma$$
$$p+(Z,\ M)=(Z+1;\ M+1)+\gamma$$
$$d+(Z,\ M)=(Z+1;\ M+2)+\gamma$$
$$\alpha+(Z,\ M)=(Z+2;\ M+4)+\gamma$$

Daužomai dalelei įstringant, išlaisvinama energija esti išspinduliuojama γ spindulių energijos pavidalu.

Trečion reakcijų grupėn įeina tokios rūšies reakcijos. Joms vykstant daužomoji dalelė yra pagaunama, o jos vieton išspinduliuojama nauja dalelė; pirminis atomo branduolys pakinta, virsdamas naujos rūšies atomo branduoliu. Šios rūšies reakcijos yra nusakomos tokiomis lygtimis:

$$n+(Z,\ M)=(Z-1;\ M)+p \text{ arba}$$
$$n+(Z,\ M)=(Z-2;\ M-3)+\alpha$$

$$p+(Z,\ M)=(Z+1;\ M)+n \text{ arba}$$
$$p+(Z,\ M)=(Z-1,\ M-3)+\alpha$$

$$d+(Z,\ M)=(Z+1,\ M+1)+n \text{ arba}$$
$$d+(Z,\ M)=(Z,\ M+1)+p \text{ arba}$$
$$d+(Z,\ M)=(Z-1,\ M-2)+\alpha$$

$$\alpha+(Z,\ M)=(Z+2;\ M+3)+n \text{ arba}$$
$$\alpha+(Z,\ M)=(Z+1;\ M+3)+p.$$

Iš šios rūšies reakcijų matyti, kad daužant neutronais išspinduliuojami protonai arba α dalelės, daužant protonais — neutronai arba α dalelės, daužant deutonais — neutronai, protonai arba α dalelės ir daužant α

dalelėmis — neutronai arba protonai. Be to, tenka pastebėti, kad šioms reakcijoms vykstant, kartais gaunami nauji sužadinti branduoliai, o kartais branduolių disociacija; paskutiniu atveju yra išspinduliuojamos ne dvi (branduolys+dalelė), bet 3 ir daugiau sudėtinių dalelių.

Šios trys branduolių reakcijų grupės apima visas dažniausiai pasitaikančias reakcijas. Tiesa, nors ir retai, pasitaiko ir kitokios rūšies reakcijos. Taip, yra nustatyti tokie skilimo procesai, kur išspinduliuojami deutonai.

Kokios rūšies reakcija vyksta atomų branduoliui skylant, nustatoma eksperimentiškai šiuo būdu. Iš pradžių Wilsono kamera arba kuriuo kitu būdu nustatoma, ar spinduliuojamos sunkiosios dalelės ir, jei spinduliuojamos, tai kokia jų prigimtis ir energija. Kai yra skaldomas elementas, sudėtas tik iš vieno izotopo, tai, spinduliuojamąją dalelę nustačius, galima jau spręsti ir apie naujojo branduolio masę ir atominį numerį, jei žinoma, naujasis branduolys nedisocijuoja. Disociacija paprastai susekama, išmatavus spinduliuojamų *(n, p,* arba α*)* dalelių energiją; dažnai jau iš branduolio masės (§ 88) defekto galima spręsti, ar gali vykti disociacija, ar ne.

Žymiai sunkiau yra nustatyti reakcijos rūšį, kai skaldomas elementas yra sudėtas iš visos eilės izotopų. Ir šiuo atveju tenka spręsti iš spinduliuojamųjų dalelių energijos bei masės defekto. Be to, kartais padeda reakciją nustatyti žinia, ar naujai gaunamas branduolys yra radioaktyvus, ar stabilus.

Pagaliau, ar branduolys yra sužadintas, ar ne, pažįstama iš γ spinduliavimo. Žadinimą parodo ir tai, kad kinetinės energijos skirtumas prieš ir po smūgio turi ne vieną, bet kelias atskiras vertes, kurios nurodo branduolio žadinamąją energiją. Tačiau tenka pastebėti, kad toks skirtumas gali pasireikšti ir tuomet, kai skaldomas elementas yra sudėtas iš kelių izotopų.

§ 88. Branduolių reakcijų energetiniai santykiai

Dabar panagrinėsime branduolių reakcijų energijos kitimą. Žinių apie šį energijos kitimą gauname, nustatę dalyvaujančių reakcijoje dalelių kinetinę energiją, spinduliuojamų γ spindulių energiją ir branduolių masės defektus. Daužomos dalelės kinetinę energiją prieš smūgį pažymėsime T^0, gautųjų po smūgio dalelių kinetinę energiją — T, branduolio žadinamąją energiją — E, disociacijos energiją D ir dalelių rimties energiją — Mc^2, pridėdami apačioje atitinkamą dalelės ženkliuką (lengvųjų dalelių — n, p, d arba α, o branduolių — (Z, M). γ spindulių energiją pažymėsime $h\nu$. Tuomet branduolių reakcijų energijos lygtys taip atrodys:

I grupės: $T_n^0 - T_n = E_{(Z, M)}$

II grupės: $T_n^0 - T_{(Z, M+1)} = h\nu + M_{(Z, M+1)}c^2 - (M_{(Z, M)}c^2 + M_n c^2)$

ir III grupės: $T_n^0 - (T + T_{p\,(Z-1, M)}) = M_p c^2 + M_{(Z-1, M)}c^2 - (M_n c^2 + M_{(Z, M)}c^2)$

Čia parašėme tik kiekvienos grupės pirmųjų (neutrono smūgių) reakcijų energijos lygtis; kitų reakcijų energijos lygtys yra panašios į šias.

Pirmiausia tenka pastebėti, kad niekuomet daužomosios dalelės kinetinė energija nevirsta visa žadinamąja arba apskritai vidine energija, nes

čia turi galioti ir judėjimo kiekio dėsnis, pagal kurį po smūgio negali būti kinetinė energija lygi nuliui, jei prieš smūgį ji nebuvo lygi nuliui. Iš energijos lygčių galima nustatyti energijos kitimą, t. y. I-os grupės reakcijose — žadinamąją arba disociacijos energiją, II-os ir III-ios — masės defektų skirtumus arba, kas yra tas pat, atskirų branduolių ryšio energiją. Be to, energijos lygtimis pasinaudojant, galima kartais patikrinti reakcijų aiškinimą, net nevartojant turimų branduolių masės defekto.

Pagaliau bent trumpai paminėsime čia kalbamų reakcijų energijos kitimų dydį. Pirmos grupės reakcijoms tėra žinomi tik labai apytiksliai daviniai. Taip, yra žinoma, kad radioaktyvių branduolių žadinamoji energija, ypatingai po α skilimo, yra nedidelė, pvz., ThC″ branduolio ji tesiekia 40.000 eV. Kokią žadinamąją energiją turi lengvesnieji branduoliai, tiksliai nėra žinoma; tiktai yra nustatyta, kad kai kuriais atvejais ji siekia tik 100.000 eV; taigi, jau nedidelės energijos dalelės gali sužadinti lengvesniųjų atomų branduolius.

II-os grupės reakcijoms vykstant, ypatingai, įstringant protonams ir neutronams, visuomet yra išlaisvinama energija. Tik įstringant dalelėms į didesnio atominio numerio branduolius, kartais esti energija absorbuojama. Kai protonai ir neutronai įstringa į vidutinės masės branduolius ir yra sukuriami stabilūs branduoliai, tuomet esti išlaisvinama apie 8—10 meV energija. Susidarant radioaktyviems branduoliams, išlaisvinamoji energija yra kiek mažesnė. Tai patvirtina γ spindulių energijos matavimai.

Apie III-ios rūšies reakcijas reikia pastebėti štai kas. Vykstant pirmajai reakcijai, kurioje neutronas yra absorbuojamas, o išspinduliuojamas protonas, energija esti absorbuojama. Absorbuotos energijos dydis siekia 3 meV. Antrojoje reakcijoje, kur α dalelė pakeičia neutroną, priklausomai nuo branduolio rūšies, energija esti absorbuojama arba išlaisvinama. Tai priklauso nuo masės defekto kitimo netaisyklingumų. Energijos absorbciją paprastai gauname tuomet, kai daužomas nelyginio Z numerio ir M skaičiaus branduolys, nes tuomet gaunamas nelyginio Z numerio ir lyginio M skaičiaus branduolys esti bendrai nestabilus; absorbciją gauname ir tuomet, kai neutronais daužomas branduolys sudėtas iš lyginio protonų ir lyginio neutronų skaičiaus; nes šiuo atveju gautas naujas branduolys turi didesnę energiją.

Reakcijose, kur protoną pakeičia neutronas, energija yra absorbuojama. Absorbuotos energijos kiekis net yra didesnis už išlaisvintą, kai neutroną pakeičia protonas, nes protonas turi šiek tiek mažesnę masę, kaip neutronas. Protono — α dalelės pakaitos reakcijoje energetiniai santykiai lieka panašūs į energetinius neutrono — α dalelės pakaitos reakcijos santykius. Kartais lengvesnių branduolių reakcijose yra išlaisvinami nemaži energijos kiekiai, nes ten pasireiškia ypatingai dideli masių skirtumai; pvz., reakcijoje

$$Li_3^7 + H_1^1 \longrightarrow 2He_2^4$$

išlaisvinama iš viso apie 17 meV energijos.

Deutono — neutrono (arba protono, arba α dalelės) pakaitos reakcijos yra būdingos tuo, kad joms vykstant yra išlaisvinami gana dideli energijos kiekiai. Tai yra suprantama, nes deutonui suskaldyti į protoną ir neutroną reikalinga tik 2,3 meV energijos, o protonui arba neutronui įstrin-

gant į branduolį yra išlaisvinama iki 9 meV. Tokiu būdu skirtumas sudaro apie 6 meV energijos. Net ir radioaktyviems branduoliams susidarant esti išlaisvinama energija, žinoma, tik jau žymiai mažesniu kiekiu.

Dar didesni energijos kiekiai esti išlaisvinami deutono — α dalelės pakaitos reakcijoje, nes šiame procese į branduolį įstringa neutronas ir protonas. Šiame procese tapusi laisva energija yra žymiai didesnė už energiją, reikalingą α dalelei atskelti. Bet užtai reakcijos, kur, įstrigus protonui, neutronui arba α dalelei, esti pašalinamas deutonas, tegali vykti tik absorbuojant palyginamai didelį energijos kiekį. Todėl šios rūšies reakcijos ir tepasitaiko retai.

Pagaliau α dalelės ir neutrono (arba protono) pakaitos reakcijose apskritai galima laukti energijos išlaisvinimo, kai α dalelė įstringa į nelyginio masės (nelyginio Z, kai spinduliuojamas p, nelyginio neutronų skaičiaus, kai spiduliuojamas n) skaičiaus branduolį. Bet kai α dalelė įstringa į lyginio masės skaičiaus branduolį, tuomet vyksta energijos absorbcija, kadangi susidaro nelyginio masės skaičiaus branduolys.

Bendrai tenka pastebėti, kad energetiniu atžvilgiu turėtume gauti visas reakcijas, kurioms vykstant yra išlaisvinama energija. Tačiau patyrimas rodo, kad branduolių atominiam numeriui didėjant, vis sunkiau ir sunkiau begalima suskaldyti pačius branduolius. Ir tai esti tik todėl, kad reakcijos našumas priklauso nuo skaldomojo branduolio elementarių elektros kiekių skaičiaus.

XVI SKYRIUS

ATOMŲ BRANDUOLYS

§ 89. Senesnės pažiūros į atomo branduolio sudėtį

Pagal Bohro atomo teoriją, atomas yra sudėtas iš teigiamai įelektrinto masingo branduolio ir iš skriejančių aplink jį elektronų. Daugelis dujų išsielektrinimo ir radioaktyvumo reiškinių bei elementų atominiai svoriai nurodė, kad atomo branduolys turi būti sudėtas iš protonų ir elektronų. Protonų perteklius branduolyje sąlygoja jo teigiamą įeleketrinimą ir paties elemento prigimtį; jų skaičius nusako elemento masę. Taip, pvz., helio atomo branduolys — α dalelė — turėtų būti sudėta iš 4 protonų ir 2 elektronų, o ličio — iš 6 protonų ir 3 elektronų.

Tokią atomo branduolio struktūrą rėmė iš dalies natūralaus radioaktyvumo reiškiniai; natūraliems radioaktyviems elementams skylant, jų atomai išspinduliuoja α daleles bei elektronus. Tai rodė, kad atomų branduoliuose turėtų būti elektronai ir kad juose helio branduoliai (4 protonai ir 2 elektronai) sudaro ypatingai stabilią sistemą, kadangi yra spinduliuojami ne protonai atskirai, bet α dalelė. Tačiau vėlesni radioaktyvumo reiškinių ir apskritai atominės fizikos tyrimai įtikino, kad taip sudėti atomo branduolį negalima. Radioaktyviems elementams skylant, kaip jau minėjome, yra išspinduliuojami elektronai bei α dalelės, o atomus dirbtinai skaldant — apskritai sunkiosios dalelės. Dalelių spinduliavimą kartais lydi γ spinduliai. Sunkiųjų dalelių ir γ spindulių energija yra griežtai aprėžta, taigi, jų energijos spektras nėra tolydinis. Bet branduolių spinduliuojamų elektronų energija kinta tarp nulio ir tam tikro maksimalinio dydžio, kitaip tariant, jie turi tolydinį nergijos spektrą. Taikant energijos principą, tenka tarti, kad branduolio energija yra neribota. Bet tokiam tarimui prieštaravo visi kiti (k. a., α ir γ spinduliavimo) reiškiniai.

P a u l i pirmas nurodė, kad priskyrus elektronui mechaninį ir magnetinį momentus, tokius momentus tenka skirti ir branduoliui. Bet tuomet spektro linijos turi turėti vadinamąją *hiperfeinstruktūrą*, t. y. spektro linijos komponentai turi būti sudėti dar iš komponentų (§ 94). Iš spektro linijų hiperfeinstruktūros komponentų skaičiaus bei jų stiprumo sprendžiama apie branduolio mechaninį, o iš komponentų nuotolio — apie jo magnetinį momentą. Bet branduolių mechaninį bei magnetinį momentus galima tiesiogiai išmatuoti, atlenkiant molekulinius spindulius magnetiniame lauke Sterno - Gerlacho metodu (§ 56).

Spektro linijų hiperfeinstruktūros tyrimas aiškiai nurodo, kad nelyginio masės (atominio) skaičiaus atomų branduoliai turi mechaninį ir magnetinį momentus ir kad mechaninis momentas išreikštas kvantiniais $\left(\frac{h}{2\pi}\right)$ vienetais, yra kartotinis $^1/_2$ (taigi, $n \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, kur n yra nelyginis skaičius). Lyginio masės skaičiaus atomų spektro linijos neturi hiperfeinstruktūros, taigi, tų atomų branduoliai arba visai neturi mechaninio momento, arba jų magnetinis momentas yra labai silpnas ir jo sukeltas spektro linijų komponentų skilimas yra labai mažas. Kitais būdais matuojant buvo patirta, kad bent kai kurių lyginio masės skaičiaus atomų branduoliai, turi mechaninį momentą, kuris yra kartotinis $\frac{h}{2\pi}$, pvz., $N_7{}^{14}$, $H_1{}^2$ ir k.

Jei atomo branduolys būtų sudėtas iš protonų ir elektronų, tai, kadangi jų abiejų mechaninis momentas yra lygus $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$, reikėtų laukti, kad tų branduolių, kurie turi lyginį dedamųjų dalelių skaičių, mechaninis momentas būtų išreikštas sveikuoju, o kurie turi nelyginį jų skaičių — trupmeniniu skaičium. Kai M yra branduolio masė, Z — jo numeris — elementarių elektros kiekių e skaičius, tai dedamųjų dalelių skaičius yra lygus $2M - Z$. Taigi, visi branduoliai, kurių Z yra lyginis,, turėtų turėti sveiką, o kurių Z nelyginis — trupmeninį mechaninį momentą. Bet tyrimas parodė, kad trupmeninį mechaninį momentą turi tie atomų branduoliai, kurių M, bet ne Z, yra nelyginis, pvz., Cd — branduolys ($M = 111$, $Z = 48$).

Šių ir eilės kitų, čia nepaminėtų, tyrimų išdavos aiškiai parodė, kad atomo branduolį negalima dėti iš protonų ir elektronų; bet iš kokių dalelių jį reikia sudėti, jos nenurodė. Vėliau, kaip jau žinome, buvo atrastos dvi naujos elementarios dalelės — neutronas ir pozitronas. Taigi, padidėjo skaičius elementarių dalelių, iš kurių galima būtų sudėti branduolį. XVIII lentelėje yra duota visų dalelių būdingieji dydžiai.

XVIII LENTELĖ.

	Pozitronas	Elektronas	Protonas	Neutronas
Elektros kiekis	$+4{,}803.10^{-10}$	$-4{,}803.10^{-10}$	$+4{,}803.10^{-10}$	0
Masė gramais	$9{,}109.10^{-28}$	$9{,}109.10^{-28}$	$1{,}675.10^{-24}$	$1{,}677.10^{-24}$
Atominis svoris atžv. $0 = 16$	0,000546	0.000546	1,008131	1,0091
Masės energija mc^2 (10^6 eV)	0,511	0,511	938,3	939,8
Mechaninis momentas	$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$
Magnetinis momentas	$-9{,}175.10^{-21}$	$+9{,}175.10^{-21}$	$+12{,}43.10^{-24}$	$-7{,}95.10^{-24}$

Tenka pastebėti, kad šiuo laiku protonas ir neutronas nėra laikomos atskiromis dalelėmis, bet viena elementari dalelė skirtingose energetinėse būsenose. Kintant dalelės energetinei būsenai, protonas virsta neutronu arba neutronas protonu, išspinduliuodamas pozitroną arba elektroną ir neutriną. Pastarosios dalelės rimties masė skaitoma lygi elektrono masei arba mažesnė už ją. Ji yra neįelektrinta. Neutrinas nėra eksperimentiškai nustatytas, tačiau tenka manyti jį dalyvaujant daugelyje atominių procesų, norint pateisinti energijos bei judėjimo kiekio (impulso) principus atominiuose reiškiniuose.

§ 90. Dabartinės pažiūros į atomo branduolio sudėtį

Atradus neutroną, atomų branduolys yra dedamas iš protonų ir neutronų. Taip statant branduolį, elektronas nebeįeina jo sudėtin. Masės M ir atominio numerio Z atomo branduolys yra dedamas iš tiek N_p protonų ir N_n neutronų, kad protonų ir neutronų masė būtų lygi branduolio masei, o protonų skaičius N_p — atominiam numeriui Z, taigi, kad

$$m_p N_p + m_n N_n = M$$

Čia m_p ir m_n yra protono ir neutrono masė. Branduoliai, kurie turi lygų protonų skaičių N_p, bet skirtingą masę M, yra izotopai; o branduoliai, kurie turi skirtingą protonų skaičių N_p, bet vienodą masę M, yra izotonai arba izobarai.

Lengvųjų (kurių Z ir M yra nedideli) stabilių atomų branduoliai turi vienodą protonų ir neutronų skaičių arba šie skaičiai skiriasi 1, daugiausia 2. Taip, vandenilio atomų branduoliai turi 1 protoną ir 0, 1 arba 2 neutronus (H_1^1, H_1^2, H_1^3). Helio atomo branduolys yra sudėtas iš 2 protonų ir 2 neutronų (He_2^4) arba iš 2 protonų ir 3 neutronų (He_2^5). 2 protonai ir 2 neutronai sudaro ypatingai stabilų statinį—α dalelę. Ar branduolyje visuomet 2 protonai ir 2 neutronai susideda į α dalelę, nėra griežtai išaiškinta, bet, tai tarus, žymiai palengvėja branduolių statyba. Ličio atomų branduolys turi 3 protonus ir 3 arba 4 neutronus (Li_3^6, Li_3^7). Šiuos branduolius galima vaizduotis esančius sudėtus iš 1 α dalelės ir vandenilio atomo branduolio, turinčio masę 2 (H_1^2) arba 3 (H_1^3). Toliau eina berilio branduoliai, sudėti iš 4 protonų ir 4 neutronų arba 2 α dalelių (Be_4^8), 2 α dalelių ir 1 neutrono (Be_4^9) ir 2 α dalelių ir 2 neutronų (Be_4^{10}). XIX lentelėje nurodoma, iš kiek protonų ir neutronų yra sudedami lengvesniųjų (iki Ar_{18}) atomų branduoliai.

XIX LENTELĖ

	Protonų skaičius	Neutronų skaičius	2 protonai +2neutronai=α		Protonų skaičius	Neutronų skaičius	2 protonai + neutronai = α
H_1^1	1	0		O_8^{16}	8	8	4α
H_1^2	1	1		O_8^{17}	8	9	$4\alpha+1n$

	Protonų skaičius	Neutronų skaičius	2 protonai + neutronai = α		Protonų skaičius	Neutronų skaičius	2 protonai + neutronai = α
H_1^3	1	2		O_8^{18}	8	10	$4\alpha+2n$
He_2^3	2	1		F_9^{19}	9	10	$4\alpha+H_1^3$
He_2^4	2	2	α	Ne_{10}^{20}	10	10	5α
Li_3^6	3	3	$\alpha+H_1^2$	Ne_{10}^{21}	10	11	$5\alpha+1n$
Li_3^7	3	4	$\alpha+H_1^3$	Ne_{10}^{22}	10	12	$5\alpha+2n$
Be_4^8	4	4	2α	Na_{11}^{23}	11	12	$5\alpha+H_1^3$
Be_4^9	4	5	$2\alpha+1n$	S_{16}^{32}	16	16	8α
Be_4^{10}	4	6	$2\alpha+2n$	S_{16}^{33}	16	17	$8\alpha+1n$
B_5^{10}	5	5	$2\alpha+H_1^2$	S_{16}^{34}	16	18	$8\alpha+2n$
B_5^{11}	5	6	$2\alpha+H_1^3$	Cl_{17}^{35}	17	18	$8\alpha+H_1^3$
C_6^{12}	6	6	3α	Cl_{17}^{37}	17	20	$8\alpha+H_1^3+2n$
C_6^{13}	6	7	$3\alpha+1n$	Ar_{18}^{36}	18	18	9α
N_7^{14}	7	7	$3\alpha+H_1^2$	Ar_{18}^{38}	18	20	$9\alpha+2n$
N_7^{15}	7	8	$3\alpha+H_1^3$	A_{18}^{40}	18	22	$9\alpha+4n$

Iš lentelės matyti, kad iki azoto imtinai branduoliai dedami iš α dalelių, prie kurių pridedami neutronas, H_1^2 arba H_1^3. Pradedant deguoniu, kaip rodo spektrografiniai tyrimai, ši statybos schema kinta. Turime 3 deguonies atomo branduolius; taigi, $4\alpha+2n$ statinys yra stabilus. Bet fluoro teturime tik vieną stabilų branduolį F_9^{19}; tas rodo, kad turįs masę 18 branduolys yra stabilus tik iš 8 protonų ir 10 neutronų (taigi, $4\alpha+2n$) ir turi žemesnį energijos lygmenį, kaip statinys iš 9 protonų ir 9 neutronų (taigi, $4\alpha+1p+1n$). Šiuo būdu ir tęsiama toliau branduolių statyba. Lyginį protonų skaičių atitinka 3 masės skaičiai, nelyginį — tik vienas. Taip yra statomas branduolys iki chloro branduolio. Cl_{17}^{37} jau yra vėl naujas statinys. Ar_{18}^{37} nėra pastebėtas, bet už tai turime Ar_{18}^{40}; taigi, pradedant Cl branduoliu, į jį galima dėti daugiau kaip 2 laisvus neutronus. Statant sunkesnių atomų branduolius, neutronų skaičius vis labiau viršija protonų skaičių; taip, Ti_{59} branduolyje neutronų ir protonų skirtumas yra lygus 6, Ni_{64} branduolyje — 8, o urano branduolyje jis jau siekia 54.

Apskritai, apie stabilius atomų branduolius tenka pastebėti, kad atomo masei didėjant, neutronų skaičius vis daugiau prašoka protonų skaičių; pradedant 83 atominiu skaičium stabilių branduolių nebeturime. Stabilių izotopų, kur neutronų ir protonų skaičius skirtųsi vienetu, mažai tėra; daugiau turime izotopų, kur neutronų ir protonų skaičių skirtumas yra lygus 2 arba net 4. Pradedant azotu, nebepasitaiko tokių stabilių branduolių, kurių masės skaičius būtų lyginis, o protonų skaičius — nelyginis. Taigi, esant $M>14$, lyginį masės skaičių atitinka lyginis protonų bei neutronų skaičius. Nelyginio protonų skaičiaus elementai turi žymiai mažiau izotopų, kaip lyginio protonų skaičiaus.

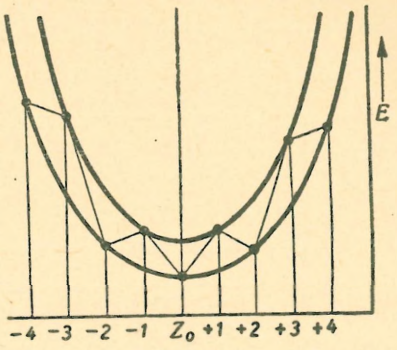
§ 91. Bendrieji branduolio statybos dėsniai

Branduolių statybą tvarko šie bendri pamatiniai dėsniai. Kadangi lengvesniųjų stabilių atomų branduoliai turi beveik lygų protonų ir neutronų skaičių, tai tariama, kad branduolių dedamąsias daleles daugiausia riša protonų ir neutronų tarpusavio veikimas. Prie to, žinoma, prisideda protono ir protono bei neutrono ir neutrono tarpusavio veikimas. Bet Coulombo stumiamųjų jėgų tarp dviejų protonų veikimas yra žymiai silpnesnis už tarpusavio protono ir neutrono veikimą; lygiai taip mažesnis yra ir neutronų tarpusavio veikimas. Jei turėtume tiktai tarpusavio jėgas tarp protono ir neutrono, tai, esant lygiam protonų ir neutronų skaičiui ($N_p = N_n$), sistema turėtų mažiausią energiją; nors galėtų būti pusiausvyroje ir sistemos, kurių $N_p > N_n$ arba $N_n > N_p$, tačiau pastarųjų sistemų energija būtų didesnė, kaip tokios sistemos, kurioje $N_p = N_n$. Bet Z arba protonų skaičiui didėjant, pradeda pasireikšti protonų tarpusavio veikimas; dėl to mažiausią energiją turi sistemos, kurių neutronų skaičius yra šiek tiek didesnis už protonų skaičių.

Bet neutronų-protonų vyraująs tarpusavio veikimas vienas neįveikia išaiškinti visų aukščiau minėtų taisyklingumų; taip, pvz., jis paaiškina, kodėl stabiliškiausi branduoliai turi vienodą protonų ir neutronų skaičių arba kodėl, dedamųjų dalelių skaičiui didėjant, branduoliuose turi didėti neutronų skaičius. Tačiau lieka neaišku, kodėl tam tikram protonų skaičiui tėra galimas tik nedidelis skaičius branduolių, turinčių tam tikrą neutronų skaičių, arba kodėl, pasirodžius naujos schemos statiniui, ankstyvesnės schemos tokios pat masės statiniai nebepasirodo. Tai paaiškėja tuomet, kai imama, kad protonas ir neutronas priklausomai nuo energetinių sąlygų, gali virsti vienas antru, išspinduliuodami pozitroną arba elektroną ir neutriną. Imsime pavyzdį. Stabilaus fluoro branduolio, kurio masė būtų 17, neturime, nes jo energija yra didesnė už deguonies branduolio, kurio masė yra 17, energiją; todėl vienas jo protonas, išspinduliuodamas pozitroną, virsta neutronu. Tokiu būdu yra gaunamas deguonies branduolys. Arba taip pat neturime stabilaus Cl branduolio, kurio masė būtų 36, nes jo energija yra žymiai didesnė už tos pačios masės argono branduolio energiją; todėl chloro branduolio vienas neutronas, išspinduliuodamas elektroną, virsta protonu; ir gauname argono branduolį. Bendrai dėl neutrono (bei protono) e^+ (bei e^-) radioaktyvumo visi branduoliai pagaliau virsta mažesnės energijos, taigi, stabiliškesniais branduoliais. Todėl iš visų energetiniu atžvilgiu leistinų atomo branduolių gamtoje teužtinkama tik maža jų dalis.

Kaip jau anksčiau pastebėjome, žymiai dažniau pasitaiko vienodos masės branduoliai, kurių numeris (protonų skaičius) skiriasi 2 arba 4, kaip tokie, kurių numeris (protonų skaičius) skiriasi 1. Tai yra todėl, kad tam tikros masės atomo branduolio energijos priklausomybę nuo protonų skaičiaus arba protonų ir neutronų skaičių santykio grafiškai vaizduojanti kreivė nėra monotoninė. Ir, be to, lyginio masės skaičiaus branduolių, turinčių nelyginį protonų skaičių, energijos kreivė visą laiką guli aukščiau už energijos kreivę taip pat lyginio masės skaičiaus branduolių, kurie turi lyginį protonų skaičių (102 fig.). Pažymėtas Z_0 branduolys yra stabilus. Kadangi jo energija yra mažiausia, jis negali virsti kitu kaimy-

niniu branduoliu, išspinduliuodamas elektroną. Gretimi branduoliai $(Z_0 - 1)$ ir $(Z_0 + 1)$ turi didesnę energiją ir, spinduliuodami elektroną, virsta Z_0 branduoliu, kaip tik energijos skirtumas yra didesnis už elektrono rimties masės energiją mc^2. Toliau branduoliai $(Z_0 - 2)$ ir $(Z_0 + 2)$ turi tikrai didesnę energiją už branduolį Z_0; tačiau priklausomai nuo energijos kreivės formos, gali pasitaikyti, kad jų abiejų arba vieno iš jų energija yra mažesnė už gretimo branduolio energiją; taigi, branduolys $(Z_0 - 2)$ gali energetiniu atžvilgiu būti žemiau už branduolius $(Z_0 + 1)$ ir $(Z_0 + 3)$. Tuomet branduoliai $(Z_0 + 2)$ bei $(Z_0 - 2)$ negali virsti branduoliais $(Z_0 + 3)$ ir $(Z_0 + 1)$ bei branduoliais $(Z_0 - 3)$ ir $(Z_0 - 1)$, bet gali virsti branduoliu Z_0. Pastarajam procesui vykstant, turi būti išspinduliuojami du elektronai. Bet toks skilimas tikrai yra labai retas; todėl reikia manyti, kad abu branduoliai $(Z_0 + 2)$ ir $(Z_0 - 2)$, arba bent vienas jų (kas priklauso nuo to, kaip tiksliai branduolys Z_0 yra minimume), bus stabilūs ir randami gamtoje.



102 fig.

Nelyginio masės skaičiaus elementuose turime kitokias sąlygas, nes, bendrai, labai nedaug teturime nelyginio masės skaičiaus branduolių, kurių masės būtų lygios, esant skirtingam protonų skaičiui.

Tokiu būdu gamtoje aptinkamus stabilius branduolius daugiausia sąlygoja tai, kad visi kiti, energetiniu atžvilgiu galimi, branduoliai yra nestabilūs ir, išspinduliuodami elektroną, virsta stabiliais. Bet galimų stabilių branduolių skaičių mažina ne tik minėtas elektroninio radioaktyvumo reiškinys, bet ir tai, kad esant didesniam branduolio elektrinių krovinių skaičiui, stumiamosios Coulombo jėgos nebeleidžia daugiau talpinti branduolin įelektrintų dalelių. Atstūmimo energija yra proporcinga Z/r_0 (čia r_0 — branduolio stipinas). O traukiamoji jėga, kaip rodo masės defekto kreivė (104 fig.), lieka veik pastovi, masės skaičiui didėjant. Todėl esant tam tikram Z, stūmimo energija viršija; tuomet branduolyje dalelės nebegali drauge laikytis. Bet pasirodo, kad ir šiuo atveju, kai atstumiamoji jėga vyrauja, dar galima talpinti į branduolį daleles; ir nors šiuo būdu gautas statinys yra nestabilus, bet jis suyra savaime tik po tam tikro laiko, išspinduliuodamas sunkią įelektrintą dalelę.

§ 92. Radioaktyvūs (nestabilūs) branduoliai

Be stabilių atomų branduolių, turime visą eilę nestabilių — radioaktyvių. Jie irsta savaime ir virsta kitos rūšies branduoliais, išspinduliuodami α dalelę, pozitroną arba elektroną. Pastarosios rūšies nestabilius branduolius, spinduliuojančius pozitronus arba elektronus, galima sukurti dirbtiniu būdu.

Nestabilių atomų branduolių susidarymas taip yra aiškinamas. Jei turime bet kurį stabilų branduolį, tai padidinę jo protonų arba neutro-

nų skaičių, gausime nestabilų branduolį. Padidinus protonų skaičių, galima laukti pozitrono, o padidinus neutronų skaičių — elektrono spinduliavimą.

Pozitrono bei elektrono branduolyje nėra. Jie sukuriami branduolio aplinkoje, kai neutronas virsta protonu arba atvirkščiai; pirmuoju atveju yra gaunamas elektronas, antruoju — pozitronas. Tokį elektrono bei pozitrono branduoliui skylant emisijos vaizdavimą paremia elektrono ir pozitrono radioaktyvumo simetrijos reiškiniai. Taip, pvz., daužant natrio atomų branduolius neutronais, gaunama ši branduolio reakcija:

$$Na_{11}^{23} + n_0^1 \longrightarrow Na_{11}^{24};\ Na_{11}^{24} \longrightarrow Mg_{12}^{24} + e^-$$

arba, daužant anglies atomų branduolius protonais, gaunama tokia reakcija:

$$C_6^{12} + H_1^1 \longrightarrow N_7^{13};\ N_7^{13} \longrightarrow C_6^{13} + e^+$$

Pirmuoju atveju atomo branduoliui ir neutronui tarpusavy veikiant, pastarasis nestabiliame natrio (Na_{11}^{24}) branduolyje virsta protonu, išspinduliuodamas elektroną; antruoju — nestabiliame azoto (N_7^{13}) branduolyje protonas virsta neutronu, išspinduliuodamas pozitroną. Šie tyrimai aiškiai nurodo, kad neutronas ir protonas yra viena ir ta pati elementarinė dalelė, tik skirtingose energetinėse būsenose, ir kad pastarosioms kintant, esti sukuriamas pozitronas arba elektronas.

Tačiau tai dar ne visai išaiškina elektrono (ir pozitrono) radioaktyvumo procesą. Taikant šiam procesui energijos bei impulso dėsnius, tenka štai kas imti. Kai eilės numerio Z atomo branduolys virsta branduoliu, kurio eilės numeris yra Z^1 ($Z^1 = Z+1$) ir šiam procesui vykstant išlaisvinama yra energija E, tai ji turi būti lygi sukurto elektrono (arba pozitrono) energijai, taigi,

$$E = mc^2 + T \qquad (92—1)$$

Čia m yra elektrono masė, T — jo kinetinė energija, c — šviesos greitis. Spinduliuojamų elektronų energetinis spektras, kaip matavimai rodo, yra tolydinis ir plečiasi nuo mažų energijos verčių iki keleto milijonų elektronvoltų. Tuomet ir energijos vertė E turėtų tolydinai keistis, kitaip tariant, branduolio energija nebūtų diskretinė, bet tolydinė. Tačiau tai prieštarauja plačiam patyrimui (kaip tai α skilimo, γ spinduliavimo ir k. reiškiniams). Su panašiu prieštaravimu susiduriame, taikydami elektrono emisijos procesui impulso dėsnį. Jis sako, kad sistemos impulsas prieš ir po emisijos turi likti pastovus. Pažymėsime I_k ir I_{k1} atitinkamai paimtojo ir gaunamojo branduolių mechaninius momentus, I_0 — elektrono ir atomo branduolio sistemos svorio centro mechaninį momentą, tai pagal impulso dėsnį

$$I_k = I_{k1} + I_o + \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi} \qquad (92—2)$$

$\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ yra sukuriamo elektrono mechaninis momentas. Lyginio masės skaičiaus branduolio mechaninis momentas yra sveikasis skaičius, nelyginio

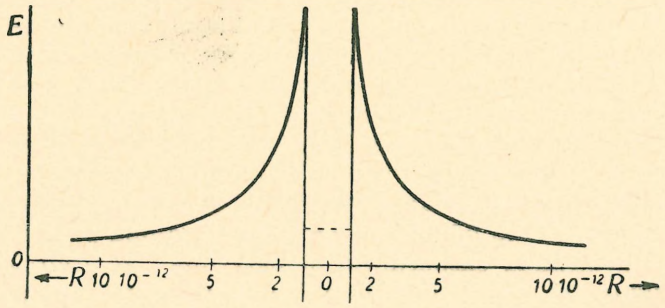
— trupmeninis. Elektroną išspinduliuojant, branduolio masės skaičius nekinta, taigi, skirtumas $I_k - I_{k1}$ turi būti išreikštas sveikuoju skaičium (kartotiniu $\frac{h}{2\pi}$). I_0 yra išreikštas sveikuoju skaičium. Tuomet elektrono mechaninis momentas negali būti trupmeninis. Tuo tarpu lygtis yra eksperimentiškai daug kartų patikrinta.

Norint išvengti šio prieštaravimo, imama, kad spinduliuojant elektroną arba pozitroną, yra išspinduliuojama ir antra dalelė — *neutrinas*. Šios dalelės masė yra nedidelė; ji yra lygi elektrono masei arba mažesnė už ją, jos elektros krovinys — nulis, taigi, ji yra neutrali. Neutrino, kaip ir elektrono, mechaninis momentas yra lygus $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Įvedus lygtin (92—2) neutrino momentą, minėtas prieštaravimas išnyksta. Tuomet nyksta ir sunkumai, kurie kyla energijos dėsnį taikant, nes atiduota branduolio energija suteikiama elektronui ir neutrinui; energijos lygtis (92—1) teks tuomet taip rašyti:

$$E = T_e + T_n + mc^2 + m_n c^2 \qquad (92—3)$$

kur m_n yra neutrino masė, T_n — jo kinetinė energija. Neutrinas yra hipotetinė dalelė; eksperimentiškai ji nėra nustatyta, nors ir netrūksta tyrimų, kurie nurodo, kad ir netiesiogiai, jo buvimą arba bent jo buvimą daro labai tikimą.

Jau minėjome, kad gamtoje stabilių atomų skaičių riboja ne tik elektronų radioaktyvumas, bet ir tai, kad didesnio eilės numerio branduolių energijos lygmuo dėl stumiamųjų Coulombo jėgų yra aukščiau nulinio lygmens. Ir tokie branduoliai nesuskyla per tam tikrą trumpesnį ar ilgesnį laiką tik todėl, kad išspinduliuotos dalelės, išlėkdamos iš branduolio vidaus, turi praeiti didelį energijos kalną, kurį sąlygoja Coulombo atstumiamosios jėgos. Artinant prie Z numerio branduolio α dalelę arba protoną, pasireiškia tarpusavio dalelės ir branduolio veikimas; šio energija yra atitinkamai proporcinga $\frac{2Ze^2}{r}$ arba $\frac{Ze^2}{r}$, čia r yra nuotolis dalelės nuo branduolio. Stumiamoji jėga tol didėja, kol dalelė priartėja arti, iki 10^{-12} cm arba dar mažiau, prie branduolio. Tuomet pradeda pasireikšti tarpusavinė, veikianti tarp protono ir neutrono, traukiamoji jėga, kuri didėja žymiai



103 fig.

greičiau už Coulombo stumiamąją jėgą. Dėl to nuo tam tikros vietos α dalelę arba protoną pradeda veikti traukos jėgą; toliau nuotoliui nuo branduolio mažėjant, jų potencinė energija staiga mažėja, kaip rodo 103 fig. kreivės, kurios grafiškai vaizduoja įelektrintos dalelės ir branduolio tarpusavio veikimo energijos priklausomybę nuo nuotolio nuo branduolio. Iš pradžių imsime, kad dalelę veikia tik traukos jėga; tuomet dalelė yra pririšta prie branduolio ir ryšio energija yra E. Jei dabar prie to pridėsime dar ir stumiamąją jėgą, tai ryšio enegija mažai tepakitės, nes toje srityje, kur veikia traukos jėga, Coulombo energija tepakinta labai nedaug, palyginti su traukos energija. Todėl svarbiausias Coulombo jėgų veikimas tepasireiškia tuo, kad dalelės ryšio energijos prie branduolio lygmuo E pakyla tam tikru dydžiu. Kai absoliutinė E vertė yra mažesnė už šį dydį, tai tuomet dalelė yra pririšta prie branduolio tokiame lygmenyje (energetinėje būsenoje), kurio energija didesnė už nulinę (103 fig. brūkšniuota tiesė). Tokia ryšio būsena rodo, kad ji energetiškai yra aukštesnė už būseną, kai dalelė nėra surišta su branduoliu, bet randasi jo išorėje nejudama (kinetinė jos energija yra lygi nuliui). Taigi, šiuo atveju, kada dalelė yra pririšta, būsena energijos atžvilgiu nėra stabili, ir dalelė gali būti iš branduolio išmesta, išspinduliuota; jos kinetinė energija bus lygi nulinio ir ryšio lygmenų energijos skirtumui, nes, pagal kvantų mechaniką, dėl dalelės bangos prigimties tikimybė, kad dalelė pralėks energijos kalną, nėra lygi nuliui. Tokiu būdu, kai dalelė yra pririšta tokioje būsenoje, kuri yra aukščiau nulinės energijos būsenos, tai tokia dalelė po tam tikro laiko savaime išlekia iš branduolio. Gamtoje tokios būsenos ryšys pasireiškia esant eilės numeriui 80. Tuomet branduolio ir α dalelės stumiamoji energija tiek padidėja, kad žemiausia būsena, kurioje α dalelė gali būti pririšta prie branduolio, yra aukščiau nulinės energijos būsenos. Šioje srityje ir prasideda α skilimas. Protonų skilimo negauname todėl, kad dėl α statinio standumo, nestabiliškumas α dalelės atžvilgiu pasireiškia žymiai greičiau, kaip protono atžvilgiu. Ir tik esant eilės numeriui 200 žemiausias protono energijos lygmuo būtų aukštesnis už nulinės energijos lygmenį.

Branduolio, kuriame α dalelė yra pririšta aukštesniame, kaip nulinės energijos, lygmenyje, skilimo tikimybė yra taip vertinama. α dalelė, kol ji yra prie branduolio pririšta, osciliuoja branduolyje, atsimušdama nuo potencinės energijos kalno sienų. Oscialiacijų dažnumas yra atvirkščiai proporcingas branduolio stipino kvadratui. Pasiekusi potencinę sieną, dalelė gali pro ją prasiskverbti. Dalelės skvarba yra, kaip bangų mechanika išveda, gana paini dalelės greičio, jos masės, mechaninio momento bei branduolio eilės numerio funkcija. Dalelės dažnumo ir jos skvarbos sandauga parodo tikimybę, kad dalelė pralėks pro potencinę sieną, taigi, kad branduolys suskils. Ši tikimybė nusako radioaktyvaus elemento pusamžį. Antra vertus, ryšį tarp spinduliuojamos α dalelės greičio ir radioaktyvaus elemento pusamžio nusako iš tyrimo davinių išvesta Nutallio - Geigerio reliacija (§ 79), kuri, kaip vėliau paaiškėjo, nėra visai griežta, bet tik apytikslė, ir tinka gana plačiose ribose. Tokiu būdu bent apytiksliai galima patikrinti, kiek ši α skilimo teorija atitinka eksperimentinį patyrimą. Ir atvirkščiai, taikant šiuos santykius, iš eksperimentiniu keliu nustatyto pusamžio, taigi, ir skilimo tikimybės, galima išskaičiuoti branduolių stipiną.

§ 93. Branduolių ryšio energija

Apie jėgas, kurios riša branduolio dedamąsias dalis, sprendžiama iš ryšio energijos, t. y. tos energijos, kuri yra išlaisvinama, kai branduolio dedamosios dalelės esti surišamos branduolyje. Šią išlaisvinamąją energiją nusako atomo branduolio ir dedamųjų dalelių masių skirtumas — masės defektas E, išreikštas energijos vienetais ir apskaitytas pagal šią formulą:

$$E = E_M - N_p E_H - N_n E_n \qquad (93—1)$$

Čia E_H, E_n ir E_M yra atitinkamai protono, neutrono ir sudėto branduolio masėms lygiavertė energija, Np ir N_n — protonų ir neutronų skaičius. Taip, deutono (H_1^2) ryšio energija E yra štai kam lygi, $M_{H_1^2} = 2{,}0147$; $M_{H_1^1} = 1{,}0081$ ir $M_n = 1{,}0091$, taigi,

$$E = 2{,}0147 - (1{,}0091 + 1{,}0081) = -0{,}0025$$

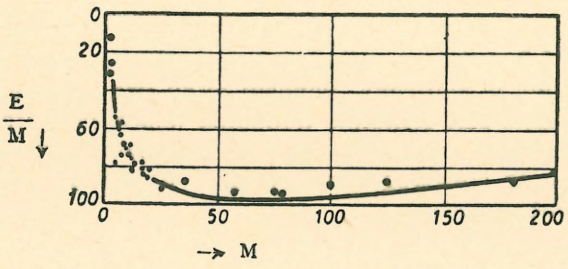
arba išreikšta masės vieneto (mv) tūkstantinėmis dalimis (10^{-3}mv, 10^{-3}mv = $= 0{,}931.10^6$eV $= 0{,}931$meV) $E = 2{,}5$; taigi, apytiksliai tiek reikia energijos, kad deutoną suskaldytų į protoną ir neutroną. Panašiu būdu yra surandama visų branduolių ryšio energija. XX lentelėje duodama lengvesnių atomų branduolių ryšio energija; atomų masė iš dalies yra nustatyta iš branduolių reakcijų, iš dalies masės spektrografiniu būdu. Sklausteliuose sužymėtos radioaktyvių elementų masės.

XX LETELĖ.

Elementas	Masė deguonio atžvilgiu (O = 16)	Ryšio energija*) išreikšta 10^{-3} mv
n_0^1	1,0091	—
H_1^1	1,0081	—
H_1^2	2,0147	2,5
H_1^3	3,0171	9,2
He_2^3	3,0171	8,2
He_2^4	4,0039	30,5
Li_3^6	6,0167	34,9
Li_3^7	7,0180	42,7
Li_3^8	(8,0190)	50,8
Be_4^8	8,0078	61,0
Be_4^9	9,0149	63,0
Be_4^{10}	10,0164	70,6
B_5^{10}	10,0161	69,9
B_5^{11}	11,0128	82,3
B_5^{12}	(12,0153)	88,9
C_6^{11}	(11,0143)	79,8
C_6^{12}	12,0036	99,6
C_6^{13}	13,0073	105,0
N_7^{13}	(13,0096)	101,7
N_7^{14}	14,0073	113,1
N_7^{15}	15,0048	124,7
O_8^{16}	16,000	137,6
O_8^{17}	17,0046	142,1
O_8^{18}	18.0065	149,3

*) Protono ir neutrono ryšio energija išreikšta masės vienetais.

Lentelė rodo, kad H_1^3 branduolio ryšio energija yra didesnė už H_1^2, o He_2^4 — didesnė ir už H_1^3. Kad α dalelę suskaldytume į 2 neutronus ir 2 protonus,yra reikalinga jau $30{,}5.10^{-3}$ masės vienetų, o kad iš jos pašalintume neutroną (paverstume ją He_2^3) — 22.10^{-3} masės vienetų energija. Suskaldyti Li_3^6 į 3 protonus ir 3 neutronus yra reikalinga apie 35.10^{-3} mv energija. Bet labai mažai (tik apie $1{,}9.10^{-3}$) jos tereikia tam branduoliui suskaldyti į α dalelę ir deutoną. Ši energija yra žymiai mažesnė už tą, kuri yra reikalinga α dalelei suskaldyti į protonus ir neutronus. Tas parodo, kad bent lengvesniuose branduoliuose α dalelė sudaro atskirą stabilų statinį. Bet branduoliams sunkėjant, didėja ir energija, kuri yra reikalinga jiems suskaldyti į α daleles, ir prašoka net energiją, kuri reikalinga pačiai α dalelei suskaldyti. Tai rodo 104 fig. kreivė, grafiškai vaizduojanti, kaip kinta apskaityta dedamosioms dalelėms ryšio energija E/M, masei didėjant. Tenka pastebėti, kad branduolių ryšio energija nėra monotoninė masės funkcija, bet ji yra vaizduojama banguota linija. Energijos kreivė rodo dvejopos rūšies periodiškumą: vieną sąlyguoja tai, kad 2 protonai ir 2 neutronai sudaro stabilų statinį; be to, dar pasireiškia žymiai didesnis periodiškumas, kurį ryškiai iškelia aikštėn α spinduliavimo energija. Jam išaiškinti tariama, kad branduolyje protonai ir neutronai yra susiskirstę sluoksniais, kaip branduolio aplinkos (planetiniai) elektronai. Neutronų padalinimas sluoksniais yra ypatingai ryškus.



104 fig.

Apskritai, apskaityta atskiroms dedamosioms dalelėms ryšio energija (E/M) masei augant didėja iki geležies (104 fig.), vėliau iki alavo lieka pastovi, o toliau vėl pradeda mažėti. Tai parodo, kad sunkesnių atomų branduoliuose α dalelė nebeturi savarankiškos reikšmės. Tačiau toks statinys yra galimas, ką parodo natūralių radioaktyvių elementų α skilimas.

Pagaliau energetinius santykius branduolyje galima pavaizduoti šiuo pavyzdžiu. Iš XX lentelės matyti, kad H_1^3 ir He_2^3 branduoliai turi tokią pat masę, nes H_1^3 branduolio masė yra didesnė už He_2^3 branduolio masę vieno elektrono mase. Taigi, H_1^3 branduolio masė yra kaip tik riba, kur H_1^3, išspinduliuodamas elektroną, gali virsti He_2^3. Iš pradžių tai atrodo neįtikėtina, kadangi H_1^3 ryšio energija yra apie 10^{-3} mv didesnė už He_2^3 ryšio energiją. Bet ryšio energija yra toji energija, kuri yra išlaisvinama, kai atskiri protonai ir neutronai sudaro branduolį. Neutrono energija yra apie $1{,}5.10^{-3}$ mv didesnė už protono energiją, taigi, jis gali virsti protonu, išspinduliuodamas elektroną. Todėl ir branduolys, turėdamas didesnę ryšio energiją, išspinduliuodamas elektroną, gali virsti branduoliu, kurio ryšio energija yra mažesnė.

§ 94. Branduolio dydis ir jo momentai

Atomo branduolio dydį, kitaip tariant, sritį, kur pradeda pasireikšti branduolio jėgos, galima susekti įvairiais būdais. Sekant α dalelių, protonų arba neutronų išbarstymą, kada jais daužomi atomų branduoliai, galima nustatyti, kur pradeda pasireikšti nukrypimas nuo Coulombo jėgų dėsnio. Tokius matavimus pirmasis yra atlikęs Rutherfordas. Jis daužė α dalelėmis lengvesnių atomų branduolius ir, išmatavęs išbarstytų dalelių greitį ir jų barstymo kampus, nustatė, kad Coulombo jėgų dėsnis nustoja galiojęs $3 - 6.10^{-13}$ cm nuotolyje. Taigi, šioje srityje jau pradeda pasireikšti branduolio jėgos; tokio dydžio ir yra branduolys. Branduolio dydį galima surasti ir šiuo būdu. Nustatyta, kad, daužant atomų branduolius didelės energijos įelektrintomis (α dalelėmis arba protonais) dalelėmis, veikiamasis piūvis tik mažai tepriklauso nuo dalelių energijos. Ir tik dalelės energijai sumažėjus iki tam tikro dydžio, jis staigiau pradeda mažėti. Tas yra todėl, kad greitos dalelės gali įsiskverbti branduolin, o lėtos, turinčios mažą energiją, Coulombo stūmiamųjų jėgų veikiamos, nebepajėgia tai padaryti. Tačiau kartais ir jos gali suskaldyti branduolį, taigi, tikimybė joms pereiti Coulombo jėgų potencinį kalną ir patekti į branduolį nėra lygi nuliui. Iš šios tikimybės priklausomybės nuo dalelės energijos dydžio galima spręsti apie potencinio kalno, kuris gaubia atomo branduolio vidų, aukštį, kitaip tariant, apie branduolio stipiną. Sunkiųjų atomų branduolių dydis yra nustatomas iš α skilimo tikimybės. Kaip jau minėjome, ji priklauso nuo α dalelės greičio, branduolio eilės numerio ir jo stipino. Šiuo keliu buvo nustatyta, kad radioaktyviųjų elementų branduolių stipinas yra apie $8—9.10^{-13}$ cm.

Apie branduolio dydį galima spręsti ir iš planetinių elektronų ir branduolio tarpusavio veikimo. Jau minėjome, kad iki tam tikro nuotolio tarpusavio jėgos veikia pagal Coulombo dėsnį, bet šiam nuotoliui sumažėjus, pasireiškia kitokio dėsningumo veikimas. Tai parodo elementų izotopų spektro linijų postūmis. To paties sunkesnio elemento izotopų atitinkamos spektro linijos nesutampa, taigi, turi skirtingus dažnumus, nes nukrypimas nuo Coulombo dėsnio priklauso nuo masės . Taip, pvz., švino izotopų planetinių elektronų ryšio energijos skirtumas, kuris gaunamas dėl izotopų branduolių masės skirtumo, siekia milivolto šimtines dalis. Bendrai, planetinių elektronų ryšio energijos skirtumą sukelia branduolių masės bei jų stipinų skirtumas. Todėl nuotolis, kur nustoja galiojęs Coulombo dėsnis, skirtingos masės branduoliams yra nevienodas. Eksperimentiškai yra matuojama ne absoliutinė izotopų spektro linijų postūmio vertė, bet tik dviejų izotopų linijų postūmio skirtumas. Nustatyta, kad dviejų lyginio (arba nelyginio) masės skaičiaus izotopų planetinių elektronų ryšio energijos skirtumas yra proporcingas jų masės skirtumui. Tai parodo, kad to paties elemento izotopų branduolio stipinas didėja taisyklingai masei augant. Bendrai imama, kad branduolių stipinas yra proporcingas trečiojo laipsnio šakniai iš masės. Bet tenka pastebėti, kad branduolių stipinai nėra monotoninė jų masės funkcija, bet, kaip ir energijos funkcija, ji parodo tam tikrų netaisyklingumų.

Atomų branduoliai turi savo mechaninį ir magnetinį momentus. Juos nustatome iš vadinamosios spektro linijų *hiperfeinstruktūros,* iš dalies

iš juostų spektrų ir iš atominių bei molekulinių spindulių atlenkimo magnetiniame lauke (§ 56). Buvo nustatyta, kad atominių spektrų spektrinė linija yra sudėta iš visos eilės atskirų spektrinių linijų—komponentų, kurių energijos lygmenų skirtumas bendrai yra mažesnis už milivoltą. Šį spektro linijų suskaldymą sukelia tai, kad branduolio magnetinis momentas veikia magnetinį elektrono momentą; juodu abu sudėti duoda atstojamąjį (branduolio + elektrono) atomo magnetinį momentą.

Planetinių elektronų mechaninį momentą pažymėsime **J**, mechaninį branduolio momentą — **I**; juodu, vektoriškai sudėti, duoda atstojamąjį atomo mechaninį momentą, kurį pažymėsime **F**. Kadangi elektronų tarpusavio veikimas yra žymiai didesnis už elektronų ir branduolio tarpusavio veikimą, tai su branduolio mechaniniu momentu yra siejamas visų elektronų atstojamasis mechaninis momentas, bet ne kiekvieno jų atskirai. Kai $J=0$, tuomet neturime jokio tarpusavio veikimo tarp elektronų ir branduolio. Iš viso yra galimos tokios atomo atstojamojo mechaninio momento vertės; kai $J > I$, tuomet F gali turėti šias vertes:

$$(J+I);\ (J+I-1)\ldots\ (J-I)$$

o kai $I > J$, tuomet gali turėti tokias vertes:

$$(I+J);\ (I+J-1)\ldots\ (I-J)$$

Kiekvieną atstojamojo momento vertę atitinka tam tikra tarpusavio tarp planetinių elektronų ir branduolio veikimo energija E_F, kuri taip yra išreiškiama:

$$E_F = C\mu\frac{F(F+1)-I(I+1)-J(J+1)}{2JI}$$

kur μ yra branduolio magnetinis momentas, C — konstanta, priklausanti nuo atomo planetinių elektronų santvarkos.

Lengvųjų atomų branduolių mechaninis momentas yra mažesnis už $\frac{3}{2}\frac{h}{2\pi}$. Didesnius momentus turi sunkesnieji atomų branduoliai; didžiausią $\left(\frac{9}{2}\cdot\frac{h}{2\pi}\right)$ turi indis ir bismutas. Nelyginio masės skaičiaus branduolių momentas yra išreiškiamas trupmeniniu, o lyginio — sveikuoju skaičium (arba yra lygus nuliui). Mechaninis branduolio momentas yra sudedamas iš 4 elementarių momentų: iš protono ir neutrono mechaninių momentų ir tųjų mechaninių momentų, kurie sukuriami jiems skriejant. Bendrieji atomo branduolio statybos dėsniai nenurodo, kaip reikia dėti atomo branduolio mechaninį momentą iš šių 4 dalių. Tačiau apie tai galima spręsti iš branduolio magnetinio momento, kuris, kaip minėjome, galima nustatyti iš spektro linijų hiperfeinstruktūros ar kokiu kitu keliu, nes protono ir neutrono elementarūs magnetiniai momentai yra išmatuoti (XVIII lentelė).

§ 95. Sužadinti atomų branduoliai

Iki šiolei kalbėjome apie branduolius, kurie yra normalioje būsenoje, taigi, kai jų energija yra mažiausia. Jau seniau yra žinoma, kad atomų branduolius galima sužadinti. Tai rodo, pvz., eksperimentiniu būdu nustatytas faktas, kad daugelio radioaktyviųjų elementų spinduliuojamų γ spindulių spektras yra griežtai linijinis, t. y. sudėtas iš atskirų griežtų linijų.

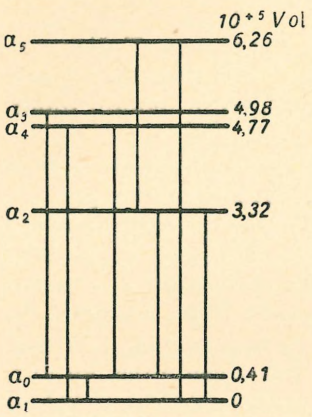
Apskritai, sužadinti atomų branduoliai yra tokie, kurie spinduliuoja energiją bet kuriuo būdu, neišskiriant ir to atvejo, kai branduolys išspinduliuoja daleles, pvz., α daleles arba elektronus ir pozitronus. Tačiau paprastai yra apsiribojama, ir sužadintais branduoliais laikomi tik tokie, kurie energijos perteklių atiduoda tuo būdu, kad jų dedamųjų dalelių (neutronų ir protonų) skaičius nekinta.

Atomų branduolius galima sužadinti, daužant juos sunkiomis dalelėmis. Šiuo atveju žadinimas vyksta dvejopu būdu. Vienas būdas yra šis: dalelės kinetinė energija virsta branduolio žadinamąja energija, jokiam kitam procesui neįvykstant. Šis žadinimo būdas yra panašus į atomo planetinių elektronų žadinimą smūgiais. Antras būdas yra toks. Sužadinti branduoliai yra gaunami, branduolio reakcijai vykstant. Tegu reaguoja du A ir B branduoliai ir yra gaunami du nauji C ir D branduoliai. Tuomet gali atsitikti, kad vienas iš gaunamųjų branduolių bus sužadintas, ką kartais parodo γ spinduliavimas arba tas, kad branduolių reakcijai vykstant išspinduliuojamos vienokios rūšies dalelės gali būti paskirstytos į grupes pagal jų greitį. Taigi, šios dalelės turi skirtingą kinetinę energiją, kas priklauso nuo to, ar jas spinduliuojąs branduolys yra sužadintas, ar ne. Atskirų grupių dalelių kinetinės energijos skirtumas duoda sužadinimo energiją. XXI lentelėje duodamos kelios lengvųjų branduolių reakcijos, kurioms vykstant yra sužadinami branduoliai.

XXI LENTELĖ

Branduolys	Sužadinimo lygmuo mv	Reakcija, kuriai vykstant branduoliai yra sužadinami
He_2^4	16;	$Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^4$
Li_3^7	0,4; 0,6;	Žadinama α dalelių smūgiais
B_5^{11}	2,2; 4,5; 6,8;	$B_5^{10} + H_1^2 \rightarrow B_5^{11} + H_1^1$
C_6^{12}	4,6;	$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$
		$B_5^{11} + H_1^2 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$
C_6^{13}	2,7; 3,2; 4,1; 5;	$B_5^{10} + He_2^4 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1$
N_7^{15}	5,1;	$N_7^{14} + H_1^2 \rightarrow N_7^{15} + H_1^1$
O_8^{16}	5,5;	$F_9^{19} + H_1^1 \rightarrow O_8^{16} + He_2^4$
O_8^{17}	5;	$Ne_{10}^{20} + n_0^1 \rightarrow O_8^{17} + He_2^4$
Ne_{10}^{22}	0,6; 1,5; 3,5; 4,6;	$F^{19}_9 + He_2^4 \rightarrow Ne_{10}^{22} + H_1^1$

Sužadinti branduoliai yra gaunami ir radioaktyviems atomams skylant ir, būtent, vykstant α ir elektronų skilimui. Eksperimentiniu būdu yra nustatyta, kad natūralių radioaktyvių elementų spinduliuojamos α dalelės nesudaro vienalyčio spindulių pluošto, bet pasiskirsto į atskirus skirtingų greičių grupes, nes gaunami nauji branduoliai yra sužadinti. Ir šiuo atveju α dalelių energijos skirtumas parodo branduolio žadinamąją energiją. 105 fig. grafiškai vaizduoja ThC″ branduolio energetinių termų schemą.



105 fig.

Iš viso turime torio branduolio 5 energetinius lygmenis, atitinkamai 6 skirtingoms α dalelių grupėms. α dalelių energijos skirtumus palyginus su šio branduolio spinduliuojamų γ spindulių energija, gaunamas visiškas sutapimas, o tas parodo, kad ir skylant atomų branduoliai gali būti sužadinami.

Sužadinti branduoliai atiduoda energiją šiais būdais. Dažniausiai sužadintas branduolys savo žadinimo energiją išspinduliuoja elektromagnetinių bangų (γ spindulių) pavidalu. Šio spinduliavimo dėsniai yra tapatingi su sužadintų elektronų spinduliavimo dėsniais. Tik dėl branduolio dedamųjų dalelių masės didumo to paties dažnumo spinduliavimo tikimybė yra žymiai mažesnė. Be to, yra nustatyta, kad sužadintas branduolys savo žadinamąją energiją gali atiduoti planetiniams elektronams, kurie paprastai tuomet esti pašalinami už atomo ribų. Šiuo būdu išmušami yra K arba L sluoksnio s elektronai. Išmušto elektrono kinetinė energija T_e yra lygi žadinamajai energijai E, arba jos skirtumui $E_n - E_m$, kai sužadinto branduolio energetinis lygmuo E_n kinta į E_m, sumažintai elektrono išlaisvinimo darbu E_v, taigi,

$$T_e = [E_n - E_m] - E_v \qquad (95—1)$$

Išmatavus elektrono kinetinę energiją, galima nustatyti žadinamąją branduolio energiją. Bet bendrai tikimybė, kad sužadintas branduolys savo žadinamąją energiją arba jos dalį atiduotų elektronams, taigi, kad įvyktų vidinė energijos pakaita, yra žymiai mažesnė už tikimybę, kad žadinamoji energija būtų išspinduliuota γ spinduliavimu. Pirmojo atvejo tėra žinomi tik keli atsitikimai. Taip, RaC′ spinduliavime yra atrasta ypatingai ryški elektronų grupė, kurios neatitinka jokia γ linija.

XVII SKYRIUS

MOLEKULOS IR JŲ SPEKTRAI

§ 96. Specifinė šilima

Kinetinė materijos teorija tvirtina, kad materija yra sudėta iš mažų dalelių — molekulų, o molekulos — iš atomų. Bet kurio cheminio elemento molekulos atomai yra vienodi; bet cheminio junginio molekula turi skirtingus atomus. Atomų skaičių molekuloje galime rasti tokiu būdu. Idealių dujų lygiuose tūriuose, esant normalioms sąlygoms (0°C temperatūrai ir 1 atm. slėgimui), turime vienodą molekulų skaičių; 1 cm^3 yra $2{,}705.10^{19}$ molekulų. Kai dujų tankis yra žinomas, tai, pastarąjį padalinę iš šio skaičiaus, gausime molekulos masę; o atomo masę žinant, galima jau rasti ir atomų skaičius toje ar kitoje molekuloje. Dujų molekulų savybės yra nustatomos, dideles dujų mases tiriant. Iš visų dujų savybių tenka išskirti dujų šilimos talpumą, bei specifinę šilimą, kuri turi ypatingai svarbią reikšmę.

Jau 1819 metais D u l o n g a s ir P e t i t, remdamiesi empiriniais daviniais, paskelbė šią taisyklę: *daugelio kietų kūnų atominė šilima yra pastovus dydis, lygus* $3R\,(=)\,5{,}95$ kal. Materijos kinetinės teorijos išvados parėmė šią taisyklę. Ši teorija tvirtina, kad dujų šiliminės energijos išteklių sudaro molekulų ir atomų kinetinė energija. Pastaroji tarp atomų ir molekulų yra taip padalinta, kad kiekvieną judėjimo laisvės laipsnį vidutiniškai atitinka $\frac{1}{2}\,kT$ kinetinės ir $\frac{1}{2}kT$ potencinės, taigi, iš viso kT energijos. Imsime vienatomines dujas. Atomas turi tik kinetinę (slinkimo) energiją, kuri, vidutiniškai imant, yra lygi $\frac{3}{2}\,kT$. Kadangi 1 grammolekula turi iš viso N atomų, tai jos visa energija E yra lygi:

$$E = \frac{3}{2}\,NkT = \frac{3}{2}\,RT \qquad (96—1)$$

taigi, vienatominių dujų grammolekulos specifinė šilima, esant pastoviam tūriui, C_v yra lygi:

$$C_v = \frac{\partial E}{\partial T} = \frac{3}{2}\,R\ (=)\ 2{,}98\ \text{kal/mol} \qquad (96—2)$$

Bet idealių dujų specifinių šilimų, esant pastoviam tūriui bei pastoviam slėgimui, C_v bei C_p suma yra lygi bendrajai dujų konstantai R. Iš (96—2) gauname:

$$C_p = \frac{3}{2} R + R = \frac{5}{2} R \,(=)\, 4{,}96 \text{ kal/mol} \qquad (96—3)$$

ir

$$\frac{C_p}{C_v} = 1{,}66$$

Dviatominių dujų molekulas sudaro du tarp savęs surišti atomai. Tokia sistema gali ne tik slinkti erdvėje, bet gali ir suktis aplink dvi, viena antrai statmenas ir einančias pro sistemos svorio centrą, ašis; be to, atomai gali vibruoti išilgai jungiančios atomų centrus linijos. Tokia molekula turi žymiai didesnį laisvės laipsnių skaičių. Jos energija yra sudėta iš slinkimo E_s, sukimosi, arba rotacijos, E_r ir vibracijos E_v energijos, o jei atomai yra sužadinti, tai ir iš elektronų sužadinimo energijos. Jei sakysime, kad molekula tik tegali slinkti ir suktis aplink 2 ašis, tuomet ji turi 5 laisvės laipsnius ir energija $E = \frac{5}{2} kT$. Dviatominių dujų 1 grammolekulos specifinės šilimos C_v *ir* C_p yra lygios:

$$C_v = \frac{\partial E}{\partial T} = \frac{5}{2} R \,(=)\, 4{,}96 \text{ kal/mol} \qquad (96—4)$$

$$C_p = \frac{7}{2} R \qquad (96—5)$$

ir

$$\frac{C_p}{C_v} = 1{,}41$$

X spinduliais kristalus ištyrus, nustatyta, kad juose atomai yra pririšti prie simetrijos sąlygotų tam tikrų vietų ir gali tik vibruoti apie jas, kaip apie pusiausvyros vietas. Šios vibracijos turi tris laisvės laipsnius, nes jas galima išskaidyti į 3 nepriklausomas dedamąsias. Kietųjų kūnų atomai turi $\frac{3}{2} kT$ kinetinės ir tiek pat potencinės energijos; taigi, visa 1 gramatomo energija yra lygi:

$$E = 3RT \qquad (96—6)$$

ir kietųjų kūnų atominė šilima

$$C_v = 3R \,(=)\, 6 \text{ kal/mol} \qquad (96—7)$$

ką ir tvirtina Dulongo ir Petit taisyklė. Daugelio kietų kūnų atominė šilima kambario bei aukštesnėje temperatūroje yra artima 6 kalorijoms. Bet kai kurių elementų, k. a. Be, C, Si ir k., ji žymiai skiriasi nuo 6.

1912 m. N e r n s t a s nustatė, kad vandenilio 1 grammolekulos specifinė šilima priklauso nuo temperatūros ir kinta labai plačiose ribose. Vė-

liau buvo įsitikinta, kad visų kūnų specifinė šilima kinta, temperatūrai keičiantis ir, būtent, temperatūrai žemėjant, mažėja; tai prieštarauja kinetinės materijos teorijos specifinės šilimos aiškinimui.

Norėdamas šį prieštaravimą prašalinti, Einsteinas skiria kieto kūno vibruojantiems atomams vidutiniškai ne kT energiją kiekvienam laisvės laipsniui, bet, kaip yra išvedęs Planckas (30—5)

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Čia ν yra atomo vibracijos dažnumas, h — veikimo kvantas. Jei sakysime, kad visi kūno atomai vibruoja tuo pačiu ν dažnumu, tai 1 gramatomo energija E būtų lygi:

$$E = 3N\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (96—8)$$

ir specifinė šilima

$$C_\nu = 3R\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} \qquad (96—9)$$

arba, trumpiau

$$C_v = 3R\,\mathrm{f}\left(\frac{\Theta}{T}\right) \qquad (96—10)$$

kur $\Theta = \frac{h\nu}{k}$. Funkcija $\mathrm{f}\left(\frac{\Theta}{T}\right)$, vadinama *Einsteino funkcija,* nusako C_v priklausomybę nuo temperatūros. Aukštose temperatūrose $\mathrm{f}\left(\frac{\Theta}{T}\right) = 1$ ir $C_v = 3R$; esant $T = 0$, $C_v = 0$. Tačiau apskaitytos iš formulos (96—9) C_v vertės žymiai skiriasi nuo išmatuotų esant žemoms temperatūroms verčių. Pats Einsteinas jau manė, kad ne visi atomai vibruoja tuo pačiu dažnumu ν, bet atomams tarpusavyje veikiant, jų vibracija sudėta iš vientisinio elastingų vibracijų spektro; vibracijos dažnumas yra išreiškiamas Fourier eilute. Debye tvirtina, kad atomų vibracijas galime gretinti su gaunamomis elastingoje aplinkoje vibracijomis. Bet kurį elastingą kūną jis ima už vientisinį, atmesdamas jo kristalinę struktūrą, kas, žinoma, yra pateisinama tik tolei, kol vibracijų bangų ilgiai yra dideli palyginti su atominiais dydžiais. Elastingame kūne yra sukeliamos skersinės ir išilginės bangos, kurių greičiai priklauso nuo kūno mechaninių konstantų (tankio, sukamojo bei kompresijos modulių). Elastingų kūno vibracijų spektras yra sudėtas iš vibracijų, kurių dažnumas kinta tarp 0 ir ∞. Pagal Rayleigh-Jeanso principą (§ 8), toks kūnas turi be galo didelį laisvės laipsnių skaičių. Bet sudėtas iš N atomų kūnas tegali turėti daugiausia tik $3N$ laipsnius. Kad suderintų tai, Debye trumpina elastingų vibracijų spektrą, imda-

mas tik spektro dalį tarp $\nu = 0$ ir $\nu = \nu_m$, kur ν_m yra taip parenkamas, kad šio dažnumų tarpo laisvės laipsnių skaičius būtų lygus $3N$, taigi, kad

$$\int_0^{\nu_m} 4\pi \left(\frac{1}{v_i^3} + \frac{2}{v_s^3} \right) V\nu^2 d\nu = 3N \qquad (96—11)$$

nes uždarame tūryje V susidariusių dažnumo tarp ν ir $\nu+d\nu$ stovinčių išilginių bangų skaičius yra lygus $\frac{4\pi\nu^2}{v_i^3} V d\nu$ ir skersinių — $\frac{8\pi\nu^2}{v_s^3} V d\nu$ (8—8), čia v_i ir v_s išilginių ir skersinių bangų greitis. Kiekvienam laisvės laipsniui skirdamas vidutiniškai

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

energiją, D e b y e randa, kad 1 gramatomo energija

$$E = \frac{9N}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \qquad (96—12)$$

ir specifinė šilima*) žemoms temperatūroms

$$C_v = \frac{\partial E}{\partial T} = 3Ra \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \qquad (96—13)$$

Čia $a = 77{,}94$; $\Theta = \frac{h\nu_m}{k}$. Pastaroji formula išreiškia vadinamąjį *Debye trečiojo laipsnio dėsnį, pagal kurį kietojo kūno specifinė šilima yra proporcinga absoliutinės temperatūros trečiajam laipsniui.* Θ dydis galima surasti iš kūno elastingumo konstantų. Šis dėsnis visai gerai nusako kūnų specifinės šilimos priklausomybę nuo jo temperatūros.

Specifinės šilimos priklausomybę nuo temperatūros galutinai išaiškino kvantų teorija. Jau kalbėjome kad laisvos ašies rotatoriaus, kokį sudaro, pvz., dviatominių dujų molekula, energija yra kvantuojama. Bohro kvantų teorijoje tokio rotatoriaus energija E yra taip išreiškiama (52—14):

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} n \qquad (96—14)$$

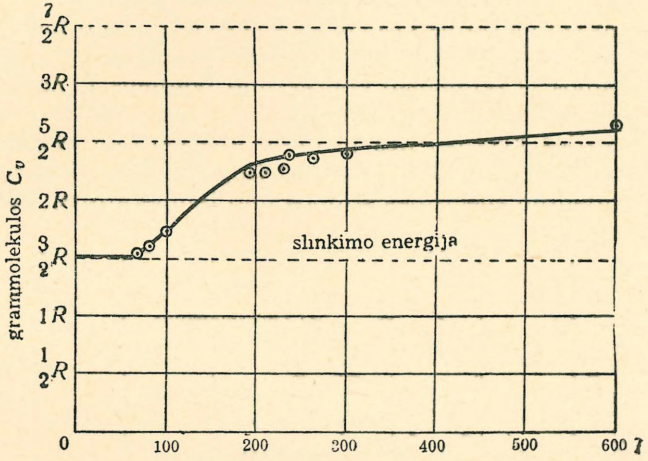
o bangų mechanikoje (73—28):

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} n(n+1) \qquad (96—15)$$

kur I yra rotatoriaus inercijos momentas ($I = mr^2$), h — veikimo kvantas, n — kvantų skaičius; $n = 1, 2, 3 \ldots$ Jei molekulų energija yra kvantuoja-

*) Smulkesnį išvedžiojimą galima rasti Saha a. Srivastava, A Text Book of Heat.

ma, tai šildant molekulų energetinė būsena turi keistis kitokiu būdu, kaip kad aiškina klasinės teorijos. Tai ryškiau turi pasireikšti lengvesnėse dujose, nes, kad molekula pereitų iš nulinės energetinės būsenos į pirmąją sužadintą rotacijos būseną, reikalinga didelė energija. Dauguma molekulų pradeda suktis tik esant palyginamai aukštai temperatūrai. Esant žemai temperatūrai dviatominių dujų molekulos nesisuka, taigi, jų grammolekulos specifinė šilima tuomet yra lygi $\frac{3}{2}R$. Temperatūrai kylant, vis didesnis molekulų skaičius pradeda suktis. Ogi kada molekulų vidutinė energija tiek padidėja, kad energija, kuri yra reikalinga molekulai suteikti, kad ji pradėtų suktis, yra maža palyginti su vidutine molekulų energija, kvantavimas pasidaro nebepastebimas. 106 fig. kreivė vaizduoja vandenilio speci-



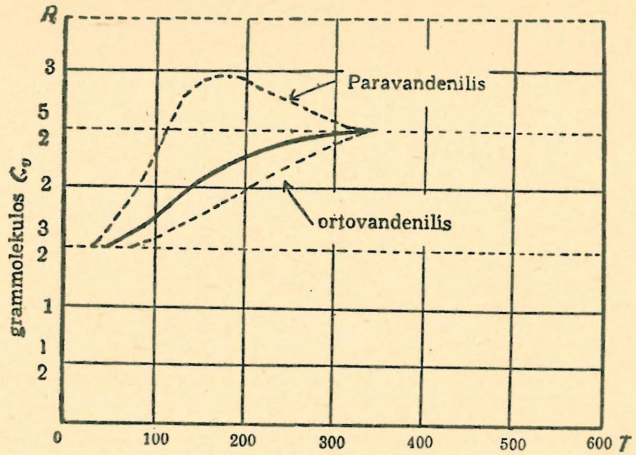
106 fig.

finės šilimos kitimą, keičiantis temperatūrai. Brūkšniuotos linijos nurodo skiriamas klasinės teorijos specifinei šilimai vertes. Vientisinė kreivė vaizduoja specifinės šilimos kitimą, kaip reikalauja Bohro kvantų teorija. Skrituliu pažymėti taškai parodo išmatuotas vertes. Panašios kreivės yra gaunamos ir kitoms dviatominėms dujoms; bet kadangi jų inercijos momentas yra žymiai didesnis, tai energijos kitimas, kaip rodo (96—15), yra mažesnis; jų kreivės išlenktoji dalis tegaunama tik esant labai žemoms temperatūroms, todėl sunku ją pastebėti.

§ 97. Paravandenilis ir ortovandenilis

Bet pažymėtas formulomis (96—14) bei (96—15) energijos kvantavimas nėra visai užbaigtas, nes šias formulas išvedant, nėra atsižvelgta į atomų branduolių sukinius. Atomo branduolys, panašiai kaip elektronas, sukasi aplink ašį, einančią per jo svorio centrą; taigi, jis turi sukinio (arba spino) mechaninį momentą. Nustatant visos sistemos mechaninį momentą, branduolių momentus tenka sudėti, kaip sudedame elektronų momentus (§ 94). Vandenilio bei panašių į jį molekulų branduoliai yra visai vienodi;

juos reikia abu drauge kvantuoti, priskiriant jiem abiem tik vieną kvantų skaičių K, kuris atitinka sumą mechaninių momentų, kuriuos jie įgauna, sukdamiesi aplink bendrą svorio centrą. (K rodo patį momentą, išreikštą kvantiniais vienetais). Kai K yra lyginis, tai branduolių sukiniai yra lygiagretūs, bet priešingų krypčių; esant K nelyginiam galimi tokie trys atvejai: branduolių sukiniai yra lygiagretūs ir nukreipti 1) aukštyn, 2) žemyn ir 3) vienas aukštyn, antras žemyn. Kiekveinas iš šių trijų atvejų yra vienodai tikimas, todėl turinčių nelyginio skaičiaus sukinį K molekulų skaičius yra triskart didesnis, kaip lyginio. Kintant molekulų energetinei būsenai (pvz., kad ir dėl smūgių), nelyginis K gali pasikeisti tik nelyginiu, o lyginis K tik lyginiu, taigi, energetinę būseną, pažymėtą $K=0$, gali pakeisti būsenos, kurios yra pažymėtos kvantų skaičiais $K = 2, 4, 6 \ldots$, o energetinė būsena, pažymėta $K = 1$, gali pasikeisti būsena pažymėta $K = 3, 5, 7 \ldots$ Tokiu būdu vandenilio dujos yra sudėtos iš dviejų rūšių molekulų: lyginio K, vadinamų *paravandenilio* ir nelyginio K vadinamų *ortovandenilio* molekulų. Pereidamos iš žemiausio energetinio lygmens į pirmąjį aukštesnį, sužadintą rotacijos lygmenį, para molekulos ir orto molekulos absorbuoja skirtingus energijos kiekius, nes pirmieji energetiniai lygmens yra skirtingi. Taigi, ir jų specifinė šilima yra skirtinga. Kaip priklauso paravandenilio ir ortovandenilio specifinės šilimos nuo temperatūros, parodo 107 fig.



107 fig.

kreivės. Vientisinė kreivė vaizduoja abiejų rūšių vandenilio specifinės šilimos kitimą, temperatūrai kintant, gautą sudedant paravandenilio (viršūtinę brūkšniuotą) ir ortovandenilio (apatinę brūkšniuotą) specifinių šilimų kreives; sudedant ortovandenilio specifinė šilima didinama 3 kart, nes šiuo atveju turime tris galimas sukinių kryptis. Dėl skirtingų specifinių šilimų paravandenilio ir ortovandenilio garų slėgimai nėra visai vienodi. Bonhoferis ir Harteckas atskyrė paravandenilį ir ortovandenilį ir parodė tyrimu, kad abiejų rūšių vandenilių specifinės šilimos kinta, temperatūrai keičiantis, taip, kaip tvirtina bangų mechanika. Tokiu būdu bangų mechanika parodė, kad cheminiai elementai yra sudėti iš dviejų atskirų dalių — subelementų, kurių fizinės savybės yra skirtingos.

§ 98. Vibracijos — rotacijos spektrai. Izotopų efektas

Kaip jau minėjome (96—15), molekulos rotacijos, arba sukimosi, energija yra taip kvantuojama:

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I}(n+1)\,n \qquad (98—1)$$

Kai atominės sistemos energetinė būsena arba lygmuo kinta, įvyksta spinduliavimo energijos emisija arba absorbcija pagal tokį dėsnį (51—11):

$$h\nu = E_p - E_g \qquad (98—2)$$

Čia E_p ir E_g yra sistemos pradinė ir galinė energetinė būsena, ν — išspinduliuotos arba absorbuotos spektro linijos dažnumas. Šis dėsnis visai galioja ir molekulai. Bet molekulos energetiniai lygmens (arba energetinės būsenos) gali pasikeisti skirtingais būdais. Jie gali pakitėti, peršokant elektronams iš vienos orbitos į kitą, pasikeitus molekulos rotacijos arba vibracijos būsenoms.

Iš pradžių panagrinėsime išspinduliuotų arba absorbuotų linijų dažnumą, kintant tik molekulos rotacijos būsenai. Tegu pradinėje būsenoje molekulos rotacijos energija yra:

$$E_p = \frac{h^2}{8\pi^2 I'} n'_r(n'_r+1) = B'cn'_r h\,(n'_r+1)$$

Čia $\frac{h^2}{8\pi^2 I'}$ pakeitėme sandauga $B'ch$, kur B' yra konstanta, c — šviesos greitis. Molekulos rotacijos energija galinėje būsenoje, jei pastarosios kvantų skaičius yra n'', bus taip išreikšta:

$$E_g = \frac{h^2}{8\pi^2 I''} n_r''(n_r''+1) = B''ch\,n_r''(n_r''+1).$$

Tenka pastebėti, kad inercijos momentai I' ir I'' pradinėje ir galinėje būsenoje nėra lygūs, kada kinta ne tik rotacijos energija, bet ir elektronų santvarka molekuloje (peršokant eletronams į kitas orbitas); nuo pastarosios priklauso molekulos atomų ryšio stiprumas, taigi, ir jų nuotolis. Mūsų kalbamu atveju $I' = I'' = I$ ir $B' = B'' = B$.

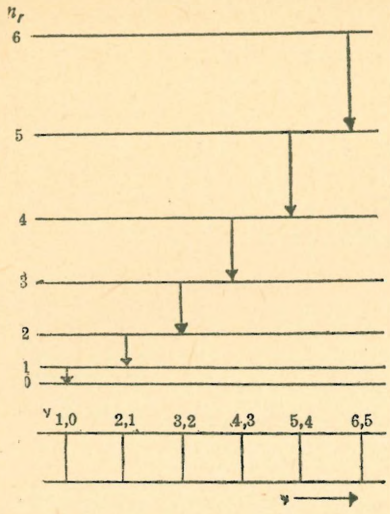
Tokiu būdu išspinduliuotos linijos dažnumas, kintant vien tik molekulos rotacijos energijai, bus lygus:

$$\nu = \frac{h^2}{8\pi^2 I}[n'_r(n'_r+1) - n''_r(n''_r+1)] = Bc[n'_r(n'_r+1) - n''_r(n''_r+1)]$$

ir jos bangų skaičius

$$\nu_0 = B[n'_r(n'_r+1) - n''_r(n''_r+1)] \qquad (98—3$$

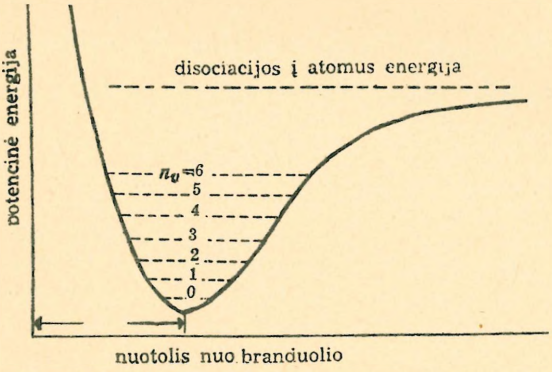
Lygtis (98—3) rodo, kad molekulos *rotacijos spektras* yra sudėtas iš vienodai nutolusių dažnumo atžvilgiu spektro linijų serijos. Pirmosios spektro linijos dažnumas yra lygus $\frac{h}{4\pi^2 I}$. 108 fig. yra atvaizduoti molekulos rotacijos energetiniai lygmens ir gaunamos, šiems lygmenims kintant, rotacijos spektro linijos.



108 fig.

Dviatominių molekulų rotacijos spektrų vieta priklauso daugiausia nuo molekulų inercijos momento I. Rotacijos spektrai yra ilgesnių bangų infraraudonojoje spektro srityje. Iš rotacijos spektrų galima nustatyti molekulos inercijos momentas I, taigi, ir nuotolis tarp atomų molekuloje. Eksperimentiniai daviniai sako, kad atomų nuotolis molekuloje yra atomų skersmens dydžio.

Apskritai, bet kuri sistema yra pusiausvyroje, kai jos energija yra mažiausia. Taigi, ir molekula bus tik tuomet stabili, kai jos energija bus mažiausia. Jei sakysime, kad molekulos atomus riša elastingos jėgos, tai molekulos potencinė energija priklauso nuo nuotolio tarp atomų. Šią priklausomybę vaizduoja 109 fig. kreivė. Mažesnių energijų srityje kreivė pavaizduoja ir linijinio harmoninio osciliatoriaus potencinės energijos kitimą. Linijinio osciliatoriaus energja yra taip kvantuojama (73—19):



109 fig.

$$E = h\nu_v (n_v + {}^1/_2) \qquad (98—4)$$

Čia ν_v osciliatoriaus vibracijų dažnumas, n_v — molekulos vibracijų kvantų skaičius. 109 fig. molekulos vibracijos energijos lygmens yra pažymėti brūkšniuotomis linijomis. Viršutinė brūkšniuota linija žymi molekulos skilimo, arba disociacijos, energiją. Kadangi kvantų skaičius yra lygus sveikajam skaičiui ir ½, tai molekulai esant žemiausiame vibracijos energijos lygmenyje ($n = 0$), atomai turi vibracijos energiją.

Neskaitant sukeliančių rotacijos ir vibracijos judėjimą jėgų tarpusavio veikimo, visą molekulos rotacijos ir vibracijos energiją galima taip išreikšti:

$$E = h\nu_v (n_v + {}^1/_2) + \frac{h^2}{8\pi^2 I} n_r (n_r + 1) \qquad (98—5)$$

Pereinant molekulai iš vieno, pažymėto kvantų skaičium n', energetinio lygmens į antrą, pažymėtą kvantų skaičium n'', bus išspinduliuota arba absorbuota energija; spinduliuojamos spektro linijos dažnumą ν galime taip išreikšti:

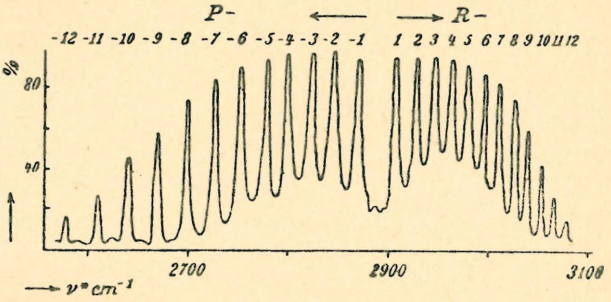
$$\nu = \nu_v (n'_v - n''_v) + B'cn'_r(n'_r + 1) - B''cn''_r(n''_r + 1) \quad (98—6)$$

arba, pažymėję sukeliamo, vibracijos energijai pasikeičiant, priedinio spinduliavimo bangų skaičių ν_v^*, bendrai spinduliuojamos spektro linijos bangų skaičių ν_0 taip išreiškiame:

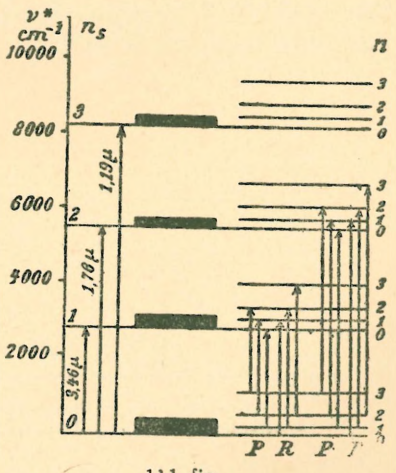
$$\nu_0 = \nu_v^* + B'n'_r(n'_r + 1) - B''n''_r(n''_r + 1) \quad (98—7)$$

Čia žymės ′ ir ″ parodo skirtingus energijos lygmenis. Vibracijos energijos kitimas yra žymiai didesnis už rotacijos energijos kitimą. Todėl vibracijos energija sąlygoja spektro sritį, kurioje pasirodo vibracijos — rotacijos spektras. Jis yra arčiau matomojo šviesos spektro ir užima trumpųjų infraraudonųjų spindulių (50000 — 8000 A) spektro sritį. Rotacijos energijos kitimas sukelia vibracijos — rotacijos spektro juostų linijinę struktūrą. Rotacijos linijos, priklausančios tam pačiam vibracijos energetinių lygmenų kitimui, sudaro *rotacijos juostą*, o visos juostos — *juostų sistemą*.

Linijinis harmoninis osciliatorius spinduliuoja tik vieno dažnumo spinduliavimą, kai jo kvantų skaičius pakinta ± 1. Bet molekulos potencinė energija iš tikrųjų ne visai tiksliai atitinka osciliatoriaus potencinę energiją. Todėl molekula spinduliuoja ne tik pamatinio dažnumo, bet ir 2, 3 ir daugiau kartų didesnio dažnumo vibracijos spektro linijas, kurias vibracijos — rotacijos spektre atitinka spektro juostos. Pastarosios sudaro vadinamąją *harmoniką* (antroji, dukart didesnio dažnumo — pirmąją, trečioji — antrąją ir t.t. harmoniką). Harmonikų stiprumas apskritai yra silpnas. 110 fig. vaizduoja pamatinę HCl molekulų vibracijos—rotacijos spektro juostą absorbcijoje. Šios juostos centras yra ties 3,46 μ (~2 900 cm^{-1}); nuotolis tarp trijų linijų netoli centro siekia apie 250 A. 111 fig. matome HCl molekulų energetinių termų schemą. Dešinėje pusėje turime rotacijos, o kairėje—vibracijos termus. Pirmųjų nuotoliai siekia dešimtąsias o antrųjų—tūkstantąsias cm^{-1} dalis. Kaip figūra 110 rodo, einant nuo vadinamos *nulinės linijos* į abi, didesnio bei mažesnio bangų skaičiaus, puses užtinkamos beveik vienodai nutolusios nuo viena kitos spektro linijos, kurios gaunamos rotacijos



110 fig.



111 fig.

kvantų skaičiui n_r kintant. Pastarasis kinta ± 1, taigi, $\Delta n_r = \pm 1$. Kai jis kinta $+1$ arba -1, tai spinduliuojamos spektro linijos bangų skaičius taip yra išreiškiamas (98—7):

$$\nu_0 = \nu_v^* + (B' - B'')\, n_r^2 - (B' + B'')\, n_r$$

ir (98—8)

$$\nu_0 = \nu_v^* + (B' + B'')\,(n_r + 1) + (B' - B'')\,(n_r + 1)^2$$

Elektronų judėjimas bendrai sukelia mechaninį momentą, kuris yra vektoriškai sudedamas su molekulos rotacijos mechaniniu momentu. Elektronų atstojamojo mechaninio momento kitimas sukelia molekulos energetinės būsenos pakitimą, taigi, ir spinduliavimą, kai rotacijos energetinė būsena visai nepakinta, taigi, kai $\Delta n_r = 0$; šiuo atveju išspinduliuotos spektro linijos bangų skaičius

$$\nu_0 = \nu_v^* + (B' - B'')\, n_r^2 + (B' - B'')\, n_r \qquad (98—8)$$

Taigi, bendriausiu atveju rotacijos - vibracijos spektre yra galimos trys šakos, kurios paprastai žymimos P, Q (arba nulinė šaka) ir R šaka. n_r gali turėti sveikų skaičių — 0, 1, 2, 3 . . . — vertes; P šakai n_r mažiausia vertė yra 1. Jei ν_v^* pažymėsime A (pilnam molekulos spektro vaizdui susidaryti, reikia neužmiršti, kad turime ir linijas, sukeltas elektronų perėjimų iš vienos orbitos į kitą (§ 99); jeigu šiuo būdu sukeltos linijos bangų skaičių pažymėsime ν_e^*, tai $\nu_e^* + \nu_v^*$ žymima A, taigi $A = \nu_e^* + \nu_v^*$), $B' + B'' = 2B$ ir $B' - B'' = C$, tai P, Q ir R šakų spektro linijų bangų skaičius ν_P^*, ν_Q^* ir ν_R^* bus lygus:

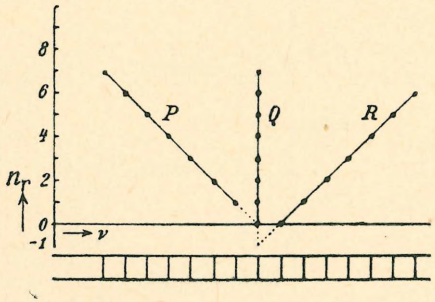
$$\nu_P^* = A - 2Bn_r + Cn_r^2$$

$$\nu_Q^* = A + Cn_r + Cn_r^2 \qquad (98—9)$$

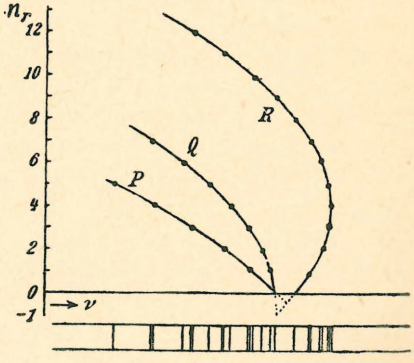
ir

$$\nu_R^* = A + 2B(n_r + 1) + C(n_r + 1)^2$$

Kai molekulos inercijos momentas pradinėje ir galinėje būsenoje lieka pastovus, taigi, kai $C = 0$, tai ν_Q yra pastovus, ir Q šaką sudaro tik viena



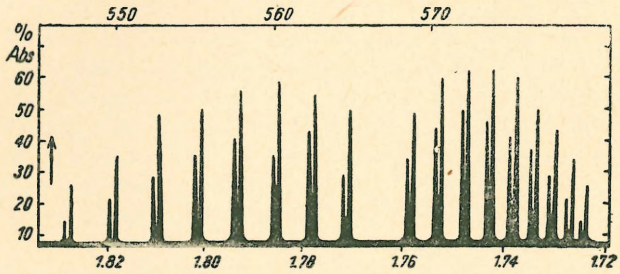
112 fig.



113 fig.

vienintelė spektro linija. P ir R šakos eina priešingomis kryptimis nesimetriškai; rotacijos linijų nuotoliai šakose kinta tolydinai. Juostų struktūrą aiškiai pavaizduoja *Fortrato diagrama*, kokią yra davęs Fortratas. 112 ir 113 fig. vaizduoja juostų spektrų struktūrą, kai $C = 0$ ir $C < 0$. Čia vienoje ašyje yra atidėti linijų bangų skaičiai ν_0, antroje — n_r vertės. Diagramų apačioje yra sutvarkytos atitinkamos spektro linijos bangų skaičių skaloje.

Be pamatinės HCl juostos, yra gauta ir pirmos harmonikos juosta (114 fig.). Šios juostos dažnumas yra 2 kart didesnis už pamatinės juostos dažnumą; jos nulinė linija yra ties 1,77 μ.



114 fig.

Didesnės skiriamosios galios įtaisais tiriant, buvo nustatyta, kad šios linijos yra dvilypės (114 fig.). Šį linijų dvilypumą sukelia chloro izotopai Cl^{35} ir Cl^{37}. Kai vibruojančio kūno masė didėja, bet jo elastingosios savybės pasilieka nepakitusios, tai kūno vibracijų dažnumas mažėja. Tuomet HCl^{37} molekulos vibracijų dažnumas turi būti mažesnis už HCl^{35} molekulos dažnumą. Atitinkančių atskirus izotopus spektro linijų stiprumas turi būti proporcingas izotopų atomų skaičiui; chloro izotopo Cl^{37} masė tesudaro tik ⅓ viso jų izotopų mišinio dalį, taigi, ir jo spektro linijų stiprumas turi būti 3 kart mažesnis už izotopo Cl^{35} linijų stiprumą, ką patvirtino ir matavimai. Galima surasti ir abiejų izotopų spektro linijų nuotolį. Vibracijų dažnumą ν galime taip išreikšti:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{f}{\mu}}$$

kur f yra elektrinė (valentingumo) jėga, μ — redukuotoji masė. Elektronų santvarka abiejuose izotopuose yra vienoda; taigi, turi būti ir elektrinė jėga f vienoda. Tuomet vibruojančių sistemų vibracijų skaičių santykis

$$\frac{\nu'}{\nu''} = \sqrt{\frac{\mu''}{\mu'}}$$

kur μ' ir μ'' yra sistemų redukuotos masės. HCl^{35} ir HCl^{37} sistemų vibracijų skaičių santykinis skirtumas $\delta\nu = \frac{1}{1300}$. Be to, inercijos momentas I taip pat priklauso nuo masės; izotopams jis nėra vienodas.

Taigi, ir rotacijos spektruose turi pasireikšti izotopų efektas, sukeliąs rotacijos spektro linijų daugialypumą. Šiuo atveju nuotoliai tarp atskirų linijų yra labai maži, bet visgi kai kuriuose rotacijos spektruose pavyko juos išmatuoti. Tenka pastebėti, kad izotopų efektas vibracijos—rotacijos spektruose parodo ne tik izotopų buvimą, bet leidžia tiksliai nustatyti jų masę. Šis izotopų nustatymo būdas savo tikslumu net pralenkia tiesioginį — masių spektrografinį būdą.

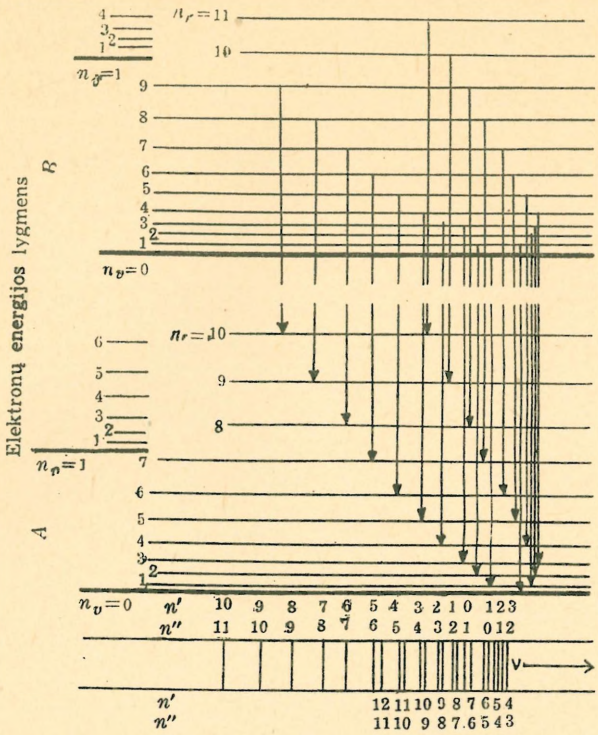
§ 99. Elektroninės spektrų juostos

Kadangi molekula, kaip ir atomas, turi planetinius elektronus, tai reikia laukti, kad molekulų energetiniai lygmens, kaip ir atomų (IX sk.), pasiskirsto į dalinius lygmenis, kuriuos sąlyguoja elektronų judėjimas. Be šių dalinių energetinių lygmenų, molekuloje turėsime dar dalinius lygmenis, sąlygotus molekulos branduolių rotacijos bei vibracijos judėjimo. Rotacijos bei vibracijos judėjimui kintant gaunamus energijos pasikeitimus lengvai galime atskirti nuo pasikeitimų, sukeltų elektronų šuolių, nes jie yra skirtingo dydžio. Todėl nėra sunku energetinius pasikeitimus suskirstyti į grupes.

Didžioji elektronų šuolių sukeltų spektrų dalis yra matomojoje arba ultravioletinėje spektro dalyje. Pastaruoju laiku molekulinius spektrus bandoma suskirstyti į atskiras rūšis pagal skriejančio orbita elektrono mechaninį momentą bei jo sukinį, kaip yra skirstomi atominiai spektrai. Tačiau tokio skirstymo rezultatai yra labai painūs, todėl jo ir neliesime, bet pasitenkinsime tik bendromis pastabomis. Elektronų energijos pasikeitimas, žinoma, atsiliepia bendrai molekulos energetinei būsenai; šią įtaką laikysime pastoviu veiksniu. Tuomet kiekvienos spektro linijos dažnumą ν galime šiuo būdu nusakyti:

$$h\nu = h\nu_0 + (E'_v - E''_v) + (E'_r - E''_r) \qquad (99—1)$$

Čia $h\nu_0$ yra elektronų energijos kitimas; antras ir trečias narys reiškia vibracijos ir rotacijos energijos kitimą. Pastarieji nariai žymiai skiriasi nuo atitinkamų vibracijos bei rotacijos spektro termų, nes skiriasi inercijos momentas bei branduolių ryšys pradinėje ir galinėje energetinėje būsenoje. Visoms galimoms linijoms gauti reikia į lygtį (99—1) įstatyti kvantuotos energijos reikšmes. Energetinių lygmenų kitimą vaizduoja 115 fig. diagrama. Joje paimti tik du A ir B elektroniniai termai (energetiniai lygmens), kuriuos atitinka keletas vibracijos termų; iš jų paskirstymo matyti, kad aukštesnėse energetinėse būsenose ryšio jėgos yra didesnės, kaip žemesnėse. Tarp šių termų įsiterpia nevienodai nutolę vienas nuo kito rotacijos termai. Spektro linijos vieta spektre yra nusakoma molekulos visos energijos pasikeitimo. Diagramoje šis pasikeitimas yra atvaizduotas stačiomis linijomis, jungiančiomis skirtingus termus. Dėl kitimo nuotolio tarp rotacijos termų, einant nuo žemesnių energijos lygmenų prie aukštesnių, šios linijos, kvantų skaičiui didėjant, ilgėja ir neigiamoje šakoje pasiekia didžiausią ilgį esant $n_r = 3$, o vėliau jos vėl pradeda trumpėti. Tai parodo, kad spinduliavimo dažnumas kitėdamas pra-



115 fig.

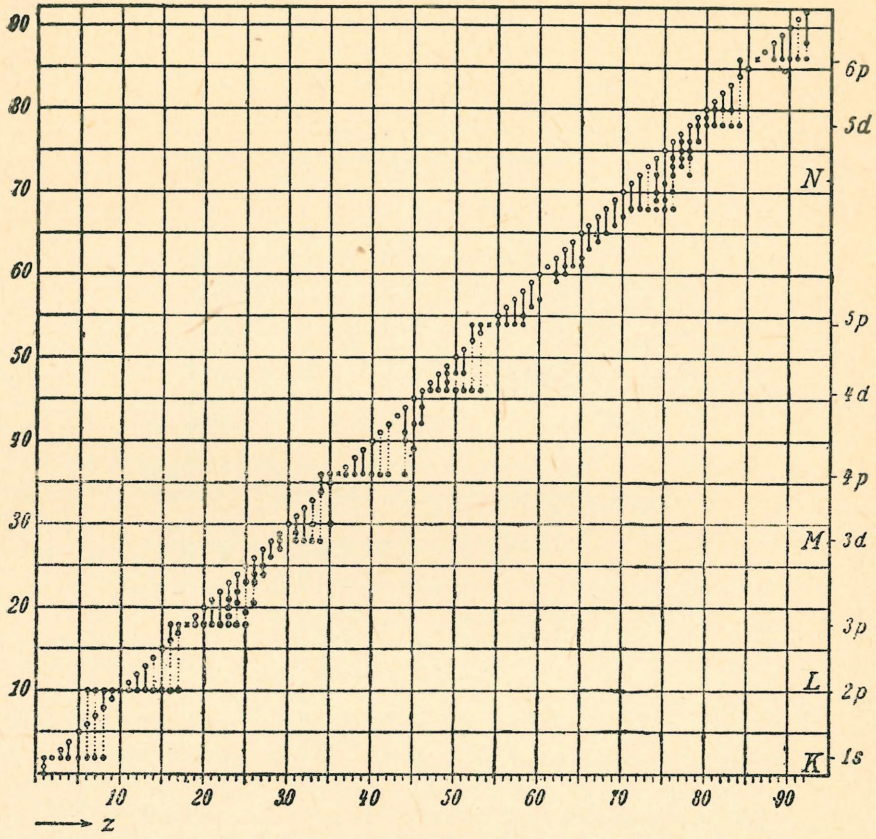
eina didžiausią vertę, kvantų skaičiui didėjant; toje vietoje spektro linijos susitelkia, sudarydamos juostos kraštą. Nors elektroninių juostų susidarymą labai trumpai tepaminėjome, bet jau iš pasakyto aiškėja, kad molekulos judėjimą skaidant į branduolių rotaciją, galima šiek tiek sutvarkyti spektro linijas, susitelkusias atskirų elementų juostų spektruose.

§ 100. Joniniai ir atominiai junginiai. Molekulų disociacijos energija

Cheminių junginių tyrimas rodo, kad juos reikia skirti į dvi atskiras grupes. Vieni iš jų, kaip NaCl ir p., ištirpę vandenyje, sudaro laidžius elektrai tirpalus, kuriuose turime jonus (Na^+, Cl^-). Tokių junginių kristalų gardelės vibracijos, kokias sukelia elektromagnetinės bangos, rodo, kad ir kietoje būsenoje elektros kiekiai nėra tolygiai padalinti tarp atomų. Šios grupės junginiai yra būdingos druskos; jie paprastai turi aukštą virimo temperatūrą. Tokius junginius vadiname *joniniais junginiais.*

Kietoje ir skystoje būsenoje jonų buvimas verčia manyti, kad joninių junginių atskiras molekulos dalis — atomus riša elektrinės jėgos, kurioms veikiant vieno atomo (pvz., Na) elektronai pereina į kitą atomą (Cl). K o s s e l i s yra parodęs, kad svarbiausioji joninių junginių susidarymo priežastis yra atomų palinkimas visai arba bent iš dalies užpildyti

sluoksnius, ypatingai sudarant tauriųjų dujų (s^2p^6) elektronų konfigūraciją. 116 fig. skritulėliais pavaizduoti elementai, vienoje ašyje sužymint



116 fig.

jų eilės numerius, antroje — atomo elektronų skaičių. Juodi taškai žymi atskirus, cheminiuose junginiuose žinomus, jonus; teigiami jonai, netekę elektrono, yra sužymėti atitinkamo elemento atomo apačioje, neigiami— viršuje. Tauriųjų dujų atomai pažymėti kryželiais. Šioje diagramoje aiškiai yra pastebimas atomų palinkimas sudaryti tokį statinį, kuriame elektronai (2, 10, 18 ir p.) užpildo sluoksnius, sudarydami dažniausiai tauriųjų dujų (s^2p^6) konfigūraciją. Dešinėje pusėje yra pažymėti daliniai užpildyti sluoksniai.

Elektroninio krovinio dydis bei jonų stipinas bent kokybiškai nusako ir joninio junginio savybes. Taip, junginiuose HCl, H_2O, NH_3, anijonų Cl' O'' N''' elektros kroviniui didėjant, stiprėja ir ryšys; ir vis sunkiau yra atskelti H^+ vandeniniuose tirpaluose; ypatingai sunku yra atskelti joną NH_3 junginiuose. Kad ryšys tikrai stiprėja, galima tokiu būdu įsitikinti. Imsime n kartų įelektrintą joną; jo stipinas yra r_1. Jį siaučia z priešingo ženklo elektra įelektrintų jonų, kurių stipinas yra r_2. Tegu

pastarieji yra vienvalenčiai. Tuomet sistemos energija yra lygi traukos ir atstūmimo darbo skirtumui. Pirmasis darbas W_1 yra lygus:

$$W_1 = \frac{zne^2}{r_1 + r_2}$$

Atstūmimo darbą W_2 skaičiuodami, imsime simetrinę jonų santvarką.

Kada $z=2$, $W_2 = \frac{1}{2}\,\frac{e^2}{r_1 + r_2}$; kai $z=3$, $W_2 = \frac{3}{\sqrt{3}}\,\frac{e^2}{r_1 + r_2} = 1{,}73\,\frac{e^2}{r_1+r_2}$;

$$z = 4,\ W_2 = 3{,}7\,\frac{e^2}{r_1+r_2};\quad z = 5,\ W_2 = 6{,}5\,\frac{e^2}{r_1+r_2}.$$

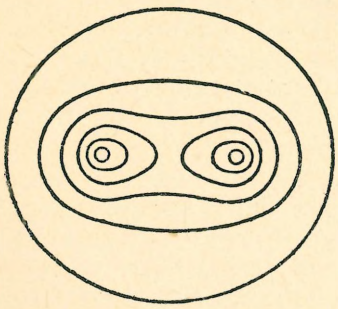
Jei imsime, kad anksčiau išvardintiems junginiams r_1+r_2 yra pastovus, tuomet sistemų energija bus lygi: $HCl : W = W_1 - W_2 = 1\left(\frac{e^2}{r_1+r_2}\right)$; $H_2O : W = 3{,}5\,\frac{e^2}{r_1+r_2}$ ir $NH_3 : W = 7{,}3\,\frac{e^2}{r_1+r_2}$. Ryšiui stiprėjant, mažėja disociacija, taigi, mažėja ir rūgštingumas.

Iki šiol mes joną vaizdavomės standžiu rutulėliu. Tačiau iš tikrųjų pasireiškia vadinamoji *jonų poliarizacija arba deformacija*: jono neigiamas elektronų sluoksnis pasistumia teigiamo branduolio atžvilgiu, kas yra nustatyta eksperimentiškai, matuojant dipolių momentus.

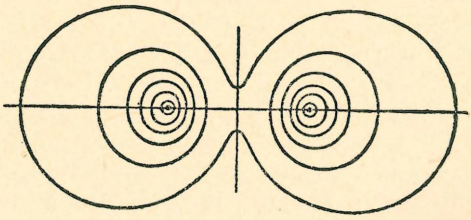
Joninių junginių buvimą turi sąlygoti atstūmimo jėga, kuri pasireiškia branduoliams suartėjus iki tam tikro nuotolio.

Antrą cheminių junginių grupę sudaro daugiausia organiniai junginiai, kaip antai, CH_4, C_6H_6 ir k. Jie yra nelaidūs elektrai, palyginamai lengvai garuoja, neturi rūgščių savybių. Šiuos junginius vadiname *atominiais junginiais.*

H_2, Cl_2, N_2 ir į jas panašių molekulų atomus riša ne elektrinės jėgos, nes šiuo atveju nesusidaro jonų ir šios rūšies molekulos nėra dipoliai. Atominių junginių atomai yra surišti kitokių, kaip joninių junginių, jėgų. Mažiausiai sudėtinga yra vandenilio molekula H_2, kuri yra sudėta iš dviejų atskirų branduolių, kuriuos gaubia du elektronai bei jų sukeltas elektrinis „debesėlis". Apie branduolių nuotolį galima spręsti iš molekulinio spektro rotacijos termų susitelkimo, o apie jų ryšio stiprumą — iš



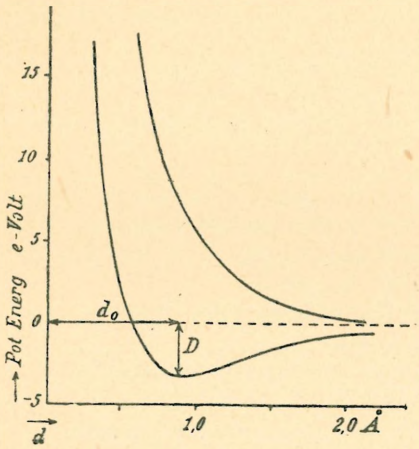
117 fig.



118 fig.

vibracijos termų pasiskirstymo. O skirtingos juostų sistemos parodo galimas molekulos elektronų būsenas.

Nagrinėdami bangų mechanikos metodais, Heitleris ir Londonas parodė, kad priklausomai nuo branduolių nuotolio, elektrinis „debesėlis", kitaip tariant elektros pasiskirstymas erdvėje apie branduolius, gali būti dvejopas; juos vaizduoja 117 ir 118 fig. Abiejose figūrose išvestos kreivės vaizduoja vienodo elektros tankio paviršius. 117 fig. atvaizduotame elektros padalinime vandenilio branduoliai artinami stumia vienas antrą, taigi, jie susidaužę elastingai atšoksta vienas nuo kito. Bet gali susidaryti ir 118 fig. atvaizduotas padalinimas; tuomet branduoliai traukia vienas antrą; ir tik juos suartinus iki tam tikro mažiausio nuotolio, traukos jėga virsta stūmimo jėga. 119 fig. kreivė vaizduoja sistemos potencinės energijos kitimą, branduolių nuotoliui kintant. Aukštesnė kreivė vaizduoja jos kitimą, kai turime 117 fig. nusakomą elektros padalinimą. Šiuo atveju branduolių nuotolį mažinant, potencinė energija didėja. Žemesnė kreivė vaizduoja sistemos potencinės energijos kitimą, kai turime 118 fig. pavaizduotą elektros padalinimą. Kalbamuoju atveju artinant branduolius, potencinė energija mažėja ir, pasiekus tam tikrą d_0 nuotolį ji yra mažiausia. Esant tokiam branduolių nuotoliui, sistema yra stabili; molekula yra normalioje būsenoje. *D* linija pavaizduoja gautąjį darbą, kada branduolius iš begalybės artiname prie vienas antro iki nuotolio d_0, arba atvirkščiai reikalingą darbą, kad nuotolyje d_0 esančius branduolius nutolintume iki begalybės. Apskaitytas 1 grammolekulai šis darbas parodo *disociacijos šilimą*, reikalingą vandenilio grammolekulai suskaidyti į atomus. Tenka paminėti, kad disociacijos darbo vertė išskaičiuota teoriškai (87 did. kal/mol), visai gerai sutampa su išmatuota (100 did. kal/mol). Išskaičiuotas iš šių verčių molekulos branduolių nuotolis yra 0,74A (0,75A). Panašiu būdu galima spręsti ir apie atomų valentingumą. Lewisas, kaip ir Koselis, yra nustatęs, kad atomininiams junginiams susidarant, paprastai esti užpildomi sluoksniai, pvz., CH_4 junginyje arba molekuloje N_2, kur abiejų branduolių elektronai užpildo *L* sluoksnį, nes iš 14 elektronų 2 (*M* sluoksnio) elektronai yra laisviau pririšti. Kartais susidaro elektronų pilni sluoksniai, turintieji 2 bendrus elektronus; tokį susitvarkymą turime, pvz., Cl_2, C_2H_2 ir panašių junginių molekulose. Tai nurodo, kad daugeliu atvejų kas du elektronai tarpiškai veikia vienas kitą ir sudaro, kaip vandenilio molekuloje, energijos pakaitai susidarius, lyg ir atskirą statinį.



119 fig.

Pagaliau turime visą eilę junginių, kuriuos esti iš karto sunku priskirti tai ar kitai grupei; ir tik smulkus jų savybių tyrimas parodo, kuriai junginių grupei jie priklauso. Tai yra lyg ir tarpiniai junginiai, rišantieji abiejų grupių ryškiai išreikštų savybių junginius.

Vienas svarbiausias dydis, lemiąs molekulos susidarymą, yra, be abejonės, molekulos disociacijos į atomus energija. Ją galime išskaičiuoti iš jos juostų spektrų eilę nurodančių davinių. Taip, pvz., galime nustatyti iš molekulos potencinės energijos kitimo kreivės, kintant branduolių nuotoliui. Bet ją galime surasti ir iš kitų juostų spektrų dydžių.

Kai kurių molekulų juostų spektruose galima stebėti labai daug vibracijos absorbcijos linijų, pvz., J_2 spektruose. Dažnai trumpųjų bangų pusėje juostų sistema pasibaigia vientisiniu spektru. Toks juostų spektras yra gaunamas štai kodėl. Molekulos absorbuota spinduliavimo (šviesos) energija esti suvartojama šiem dviem tikslams: jos dalis sužadina elektronų spinduliavimą, perkeliant elektronus į energija turtingesnes orbitas; be to, padidinama vibracijos (bei rotacijos) energija. Absorbcijos vientisinis spektras parodo, kad kada absorbuotos vibracijoms kelti energijos dalis pasiekia tam tikrą dydį, tai toliau gali būti absorbuotas bet kuris energijos kiekis. Panašų reiškinį sutinkame ir atome; atomo linijinio spektro linijų serijos pasibaigia riba, už kurios turime vientisinį spektrą. Tai parodo, kad ir čia, peržengus tam tikrą absorbuotos energijos kiekį, atomas gali absorbuoti bet kurį energijos kiekį, nes vėliau absorbuota energija virsta elektrono kinetine energija. Vibracijoms padidėjus, molekula esti išardoma; įvyksta molekulos disociacija. Toliau energijos perteklius virsta branduolių kinetine energija. Taigi, nustačius juostų sistemos ribą, kur prasideda vientisinis spektras, galima surasti ir molekulos disociacijos energiją. Tiesa, ne kiekvieną kartą galima tiesiogiai išmatuoti ribą; kartais pasekus vibracijos termų artėjimą, galima ją surasti ekstrapoliacijos būdu. Pagaliau pastarųjų metų cheminių junginių tyrimas leido nustatyti ne tik molekulų dydį, bet ir atomų santvarką joje.

Iš molekulų yra sudaryti skystieji ir kietieji kūnai. Tarp jų turi veikti tam tikros traukos jėgos, kurios, suartinus molekulas iki tam tikro nuotolio, virsta stūmimo jėgomis. Šios jėgos yra elektrinės ir magnetinės prigimties. Kaip jau kalbėjome, daug molekulų yra elektriniai dipoliai, kurie turi palinkimą susigretinti. Stūmimo jėgas sukelia to paties ženklo elektros kiekiai. Bet kietuosiuose kūnuose, turinčiuose kristalinę struktūrą, molekulos kaip atskiros dalelės išnyksta. Čia atomai arba jonai yra atskiros dalelės.

XVII SKYRIUS

KOSMINIAI SPINDULIAI

§ 101. Aukščio ir geomagnetinis kosminių spindulių efektas

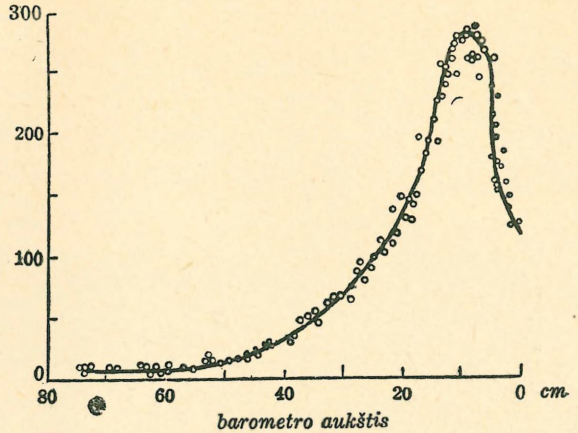
1912 m. Hessas, tirdamas žemės radioaktyvųjį spinduliavimą, pastebėjo, kad kylant aukštyn, šis spinduliavimas iš pradžių (iki 400 m) gana staigiai, o aukščiau lėčiau mažėja, bet dar aukščiau vėl pradeda stiprėti. Šie matavimai parodė, kad be žemės radioaktyviojo spinduliavimo, veikia dar iki to laiko nepastebėtas, ateinąs iš erdvės ir pasižymįs ypatinga skvarba spinduliavimas. Šis spinduliavimas šiandien vadinamas *kosminiais arba ultraspinduliais.*

Kolhoersteris, Millikanas ir Cameronas tyrimais nustatė ypatingai didelę kosminių spindulių skvarbą; jie įveikia praeiti storiausius vandens bei metalų sluoksnius. Net 1000 m vandens gylyje turima apie 1% kosminių spindulių; apie tiek kosminių spindulių įveikia praeiti 100 m storio plieno sluoksnį.

Kosminių spindulių stiprumui tirti vartojami jonizacijos (§ 20) ir Wilsono (§ 36) kameros, elektronų skaitikliai (§ 37) arba Wilsono kamera, sujungta su elektronų skaitikliais. Jų krypčiai nustatyti dažniausiai vartojami *kosminių spindulių teleskopai.* Du, trys ir daugiau skaitiklių taip prijungiami prie tinkamai sukonstruoto radijo stiprintuvo, kad elekrometras (arba automatinis registratorius) atsilenkia tik tuomet, kai kosminiai spinduliai praeina pro visus skaitiklius tuo pat laiku (koincidencijos būdas (§ 37)), bet visiškai neatsilenkia, kai jie tepraeina tik pro vieną skaitiklį arba kelis iš jų. Skaitiklius įvairiai išdėstant, sprendžiama apie praeinančių kosminių spindulių kryptį.

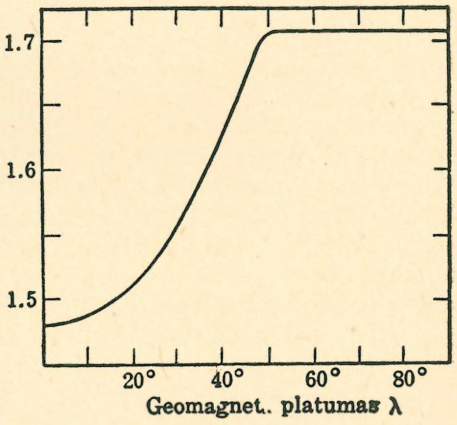
Kosminių spindulių stiprumas, kaip minėjome, priklauso nuo vietos aukščio nuo Žemės paviršiaus. Kylant aukštyn, jų stiprumas iš pradžių lėčiau, o aukščiau staigiai didėja. 120 fig. kreivė grafiškai vaizduoja kosminių spindulių stiprumo priklausomybę nuo aukščio. Vienoje koordinatų ašyje sužymėti oro slėgimai (cm Hg), antroje—koincidencijų skaičius, proporcingas spindulių stiprumui. Iš kreivės matyti, kad 16—17 km aukštyje kosminių spindulių stiprumas pasiekia didžiausią vertę; čia jų stiprumas yra keliasdešimts (apie 40) kartų didesnis, kaip jūrų paviršiaus lygyje. Dar aukščiau, kur oro slėgimas lieka mažesnis, kaip 8 cmHg, jų stipru-

mas vėl pradeda mažėti. Kosminių spindulių stiprumas didesniame aukštyje nustatomas vadinamais balionėliais — zondais, kurie pakelia automatiškai registruojančią aparatūrą į stratosferą. Aparatūrą paprastai kelia du balonėliai, kurių vienas, pasiekus reikiamą aukštį, plyšta, o antras nuleidžia aparatūrą žemyn. Balonėliai—zondai įveikia pakilti iki 25—30 km aukščio, kur atmosferos slėgimas yra tik apie 17—18 mmHg, taip, kad 98% viso oro jau esti žemiau balionėlių. Be to, buvo suruošti keli pakilimai į stratosferą aerostatais: Pickardas 1931 ir 1932 metais pasiekė 16,4 km aukštį; 1933 m. Prokofjevas, Birnbaumas ir Godunovas pakilo iki 19 km; tais pačiais metais Sattle ir Fordinas pasiekė 18,665 km; ir pagaliau 1935 m. Zille, Prilucky ir Verygo pakilo iki 16 km.



120 fig.

Kosminių spindulių stiprumas priklauso ir nuo vietos geografinio—geomagnetinio pločio ir ilgio. Einant nuo pusiaujo ašigalių link, jų stiprumas šiek tiek didėja ir 50° lygiagretėje pasiekia didžiausią vertę, kuri toliau beveik nebekinta iki pat ašigalio. 121 fig. kreivė vaizduoja kosminių spindulių stiprumo priklausomybę nuo geografinio — geomagnetinio pločio jūrų lygyje. Vienoje ašyje yra sužymėtas vietos geografinis plotis, antroje — spindulių stiprumas (sukurtų jonų porių skaičius 1 cm^3 per 1 sek). Jūrų paviršiaus lygyje jų stiprumas, einant ašigalio link, tepadidėja tik apie 14%. Kylant aukštyn, stiprumo kitimas didėja taip: 2 km aukštyje stiprumo kitimas siekia 22%, o 4,36 km — jau 33%. Pastarųjų laikų matavimai rodo, kad srtatosferoje stiprumų santykis siekia 40 ir daugiau.



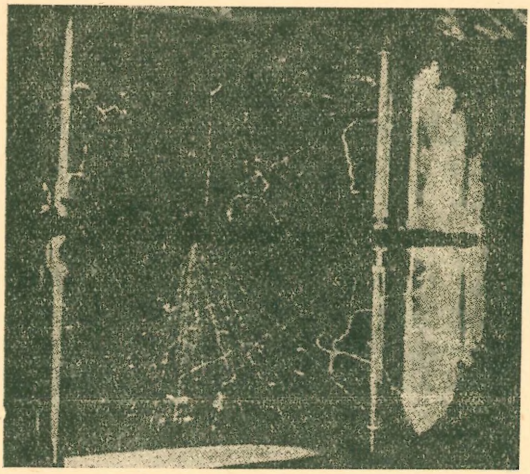
121 fig.

Kosminių spindulių stiprumas rytų pusrutulyje yra mažesnis kaip vakarų pusrutulyje. Kosminių spindulių stiprumo priklausomybė nuo geografinio - geomagnetinio vietos ilgio ir pločio vadinama jų *geomagnetiniu efektu.*

§ 102. Kosminių spindulių būriai.

Andersonas, patalpinęs uždaroje Wilsono kameroje švino plokštelę, nustatė, kad kartais iš plokštelės yra išmušamas visas įelektrintų dalelių būrys, kurios, perlėkusios kamerą, palieka eilę išeinančių iš vieno taško ir prasiskleidžiančių takų. Tuos dalelių *spindulių būrius* sukelia kosminiai spinduliai.

Pasitaiko mažesnių ir didesnių spindulių būrių; pirmuose jonizuojančių dalelių, taigi, ir takų skaičius $n \leqq 20$, kai jie yra sukeliami švine, ir $n \leqq 5$, kai jie sukeliami aliuminyje. Kada dalelių skaičiai yra didesni už nurodytus, tai tokie laikomi didesniaisiais būriais. 122 fig. duodama vieno tokio didesnio spindulių būrio nuotrauka, kurioje priskaitoma 22 takai. Didesnieji spindulių būriai dažniau sukeliami sunkesnėse medžiagose, kaip lengvesnėse. Mažųjų būrių sukėlimo dažnumas veik nepriklauso nuo medžiagos atominio svorio. Tyrimai rodo, kad spindulių būrius sukelia nejonizuojanteiji kosminiai spinduliai, nes viršum plokštelės, iš kurios išlekia spindulių būrys, tako nematyti. Susidaužę su medžiagos atomais, jie sukelia branduolių reakciją, kurios pasėkoje ir yra gaunamas spindulių būrys. Nustatyta, kad būrį sudaro daugiausia lengvosios įelektrintos dalelės (elektronai ir pozitronai).

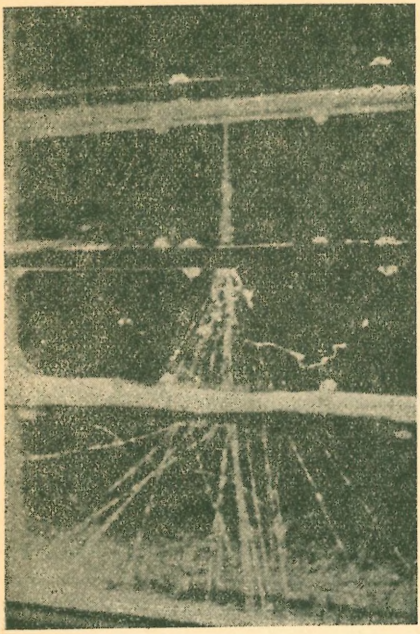


122 fig.

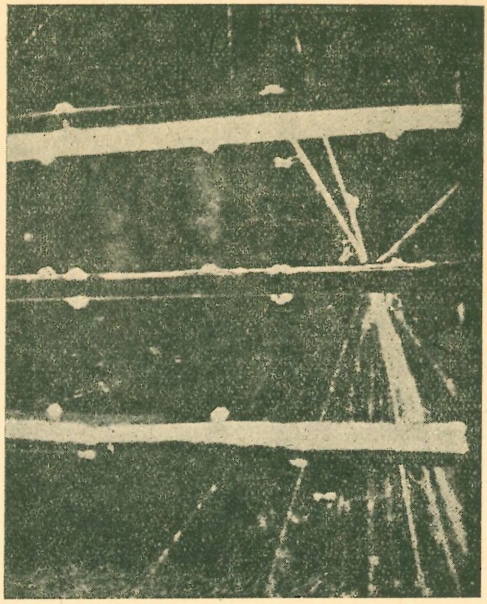
Kosminiai spinduliai, eidami pro kelias švino plokšteles, sukelia vadinamuosius *kaskadinius būrius*. 123 fig. turime tokio būrio nuotrauką. Takų skaičius pirmą (6 mm švino) plokštelę praėjus padidėja iki 4; o praėjus antrą tokią pat plokštelę, jų skaičius padidėja dar 4 kart. Šie 16 spindulių yra šiek tiek išsklaidomi trečioje (0,7 mm švino) plokštelėje. Be kaskadinių spindulių būrių, kartais gaunami *eksplozinio pabūdžio* būriai. Tokį būrį parodo 124 fig. Čia kosminis spindulys, praėjęs pirmą (6 mm švino) plokštelę, antroje sukelia visą spindulių būrį. Pagaliau apie didesnius spindulių būrius teikia mums žinių vadinamieji *Hoffmanno smūgiai* — staigus didelio (10—1000) jonų skaičiaus sukūrimas jonizacijos kameroje. 125 fig. rodo tokį Hoffmanno smūgį.

Mažųjų būrių tyrimas paremtas Rossi koindencijomis. Rossi nustatė, kad keli trikampiu padėti skaitikliai tik tuomet koinciduoja, tai yra visi vienu laiku atsiliepia, kai juos pasiekia vieno to paties būrio spinduliai.

Koincidencijų dažnumas priklauso nuo uždėto viršum skaitiklių me-

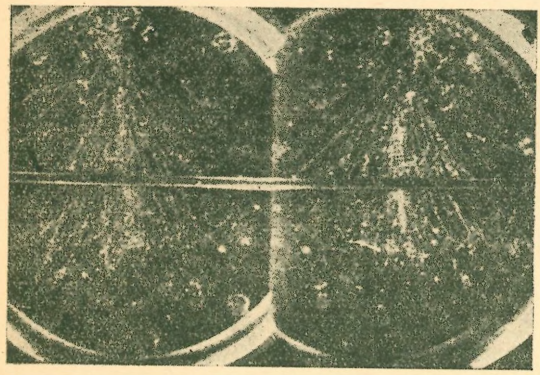


123 fig.

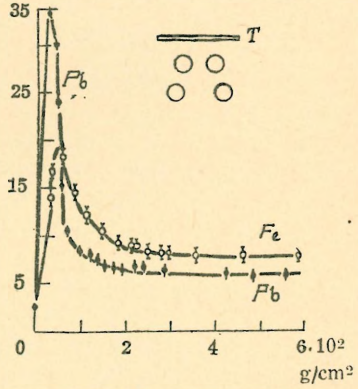


124 fig.

džiagos, kurioje yra sukeliami būriai, sluoksnio storio. 126 fig. kreivės vaizduoja, kaip priklauso koincidencijų skaičius nuo švino (kreivė Pb) ir



125 fig.



126 fig.

geležies (kreivė Fe) sluoksnių storio. *T* žymi medžiagos sluoksnį, o skritulėliai parodo skaitiklių išdėstymą. Iš pradžių, medžiagos sluoksniui storėjant, koincidencijų, taigi ir būrių, skaičius auga, pasiekia didžiausią vertę, esant švino sluoksnio storiui apie 1,5 cm, geležies — 4,5 cm, o toliau vėl mažėja. Vėlesnieji tyrimai rodo, kad toliau sluoksniams didėjant,

gaunama antra koincidencijų skaičiaus didžiausia vertė (švine esant 17 cm, geležyje — 30 cm sluoksnių storio).

Nustatyta, kad sukeliantieji spindulių būrius kosminiai spinduliai pareiškia pločio efektą; todėl yra manoma, kad tai yra elektronai. Apskritai, tenka pastebėti, kad kosminių spindulių sukelti reiškiniai yra labai įvairūs ir sudėtingi. Tačiau pastaraisiais metais jie yra jau tiek eksperimentiniu būdu ištirti, kad bandoma, paėmus pamatan naująją kvantų teoriją, sudaryti apibendrintą, jei ir ne visai vienalytį, šių reiškinių vaizdą.

§ 103. Kosminių spindulių prigimtis; mezotronas

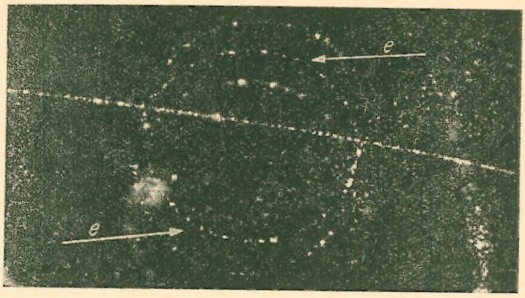
Paprastai kosminius spindulius skirstome į *pirminius*, ateinančius iš tarpplanetinės erdvės, ir *antrinius*, kurie yra sukeliami pirminių spindulių Žemės atmosferoje. Čia antriniai spinduliai yra suprantami platesne prasme: sukeltieji atmosferoje spinduliai, kurie pasiekia Žemės paviršių, yra daugkartinio (smūgių bei energijos ir materijos) kitimo išdava; iš tikrųjų jie nėra antriniai, bet gal dešimtiniai arba šimtiniai spinduliai.

Kosminių spindulių stiprumo priklausomybei nuo aukščio aiškinti teko kosminius spindulius skirstyti į dvi rūšis: mažiau skvarbius, tepajėgiančius praeiti tik plonesnius (iki 10 cm storio) švino sluoksnius, *minkštuosius* spindulius ir labai skvarbius, kurie lengvai praeina žymiai storesnius (iki 1 mm) švino sluoksnius, *kietuosius* spindulius. Minkštieji kosminiai spinduliai jūrų paviršiaus lygyje tesudaro tik 30% visų pajėgiančių jonizuoti kosminių spindulių; aukštyje, kur slėgimas siekia tik 50 cm Hg, jie jau sudaro 50%, o dar aukščiau jų procentas dar padidėja. Tyrimai Wilsono kamera rodo, kad minkštieji spinduliai daugiausia sudėti iš elektronų ir pozitronų, kuriuos jau sulaiko kelių cm storio švino sluoksnis. Minkštųjų spindulių absorbacijos teoriją, kai jie eina pro medžiagą, yra sukūrę 1937 m. H e i t l e r i s ir B e t h e; jie taiko jiems kvantų mechaniką. Eidamos pro medžiagą, įelektrintos dalelės netenka energijos, kurios viena dalis yra sunaudojama jonizacijai, o kita — virsta spinduliavimo energija ir esti spinduliuojama fotonais. Kai dalelė lekia šviesos arba šiam artimu greičiu, jonizacijos energija priklauso tik nuo praeito sluoksnio storio; 1 cm storio švino sluoksniui ji yra lygi apie 10^7eV. Dalelių išspinduliuota fotonais energija yra atvirkščiai proporcinga dalelės masės kvadratui ir visuomet sudaro tą patį turimos energijos dalį. Todėl dalelių energijai didėjant, išspinduliuotos energijos kiekis didėja, taigi, ir bendrai energijos absorbcija, kai dalelės eina pro medžiagą, turi didėti. Ši teorijos išvada buvo eksperimentiškai patikrinta ir buvo rasta, kad ji tinka ir labai greitnems, turintiems energiją iki 10^{11} eV elektronams.

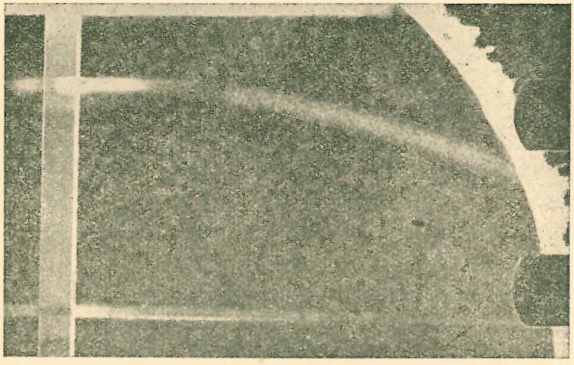
Senesnieji matavimai rodė, kad skvarbių kietųjų spindulių sudėtin įeina labai didelės energijos neutronai ir protonai. Pastaruoju laiku yra nustatyta, kad jų didesniąją dalį sudaro *mezotronų* spinduliai.

Kiek energijos netenka kosminių spindulių dalelės, eidamos pro materiją, eksperimentiškai matavo A n d e r s o n a s, B l a c k e t t a s, N e d d e r m e y e r i s, W i l s o n a s ir kt. Jie pastebėjo, kad tarp didesnės kaip 2.10^8eV energijos dalelių pasitaiko tokių, kurios nustoja žymiai mažiau

energijos, kaip kad reikalauja aukščiau minėta Heitlerio - Bethės teorija. Andersonas ir Neddermeyeris nustatė, kad šios skvarbios dalelės jonizuoja dujas silpniau, kaip protonai, ir spinduliuoja silpniau, kaip elektronai. Jie priėjo išvadas, kad tos dalelės turi būti iki šiol dar nežinomos naujos elementarios dalelės, turinčios masę, didesnę, kaip elektrono, bet mažesnę, kaip protono. Šios dalelės liko pavadintos *mezotronais*. Gautus Wilsono kameroje takus ištyrus, buvo nustatyta, kad mezotronas gali būti teigiamai ir neigiamai įelektrintas; jo elektros kiekis, kaip ir kitų kosminių dalelių, yra lygus elementariam elektros kiekiui. Mezotrono masė nėra visai tiksliai nustatyta, nes sunku tiksliai išmatuoti didesnės energijos dalelių takų kreivumą ir jonizaciją. Gautieji matavimų daviniai rodo, kad jo masė yra tarp 250 ir 100 elektrono masių. XXII lentelėje duodama kai kurių tyrinėtojų išmatuotos mezotrono masės, išreikštos elektrono masėmis. 127 fig. matome Williamso - Pickupo gautą mezotrono (skersai visą paveikslą, mažai iškreivintas) ir elektrono (e) taką magnetiniame lauke. Pirmojo tako jonizacija yra 3 kartus didesnė už elektrono tako jonizaciją; iš jonizacijos ir tako kreivumo nustatyta, kad sukėlusios šį taką dalelės masė yra lygi 160 $\pm$ 30 elektrono masių.



127 fig.



128 fig.

128 fig. vaizduoja Streeto - Stevensono gautą kosminių spindulių dalelės taką. Dalelė yra neigiamai įelektrinta; jos jonizacija yra 6 kartus didesnė už elektrono jonizaciją. Tako ilgis R = 7 cm. Manoma, kad tai yra mezotrono takas. Iš jonizacijos ir tako kreivumo surasta jo masė $m = 130 \pm 25$ elektrono masių.

XXII LENTELĖ

Tyrinėtojai	Nustatyta mezotrono masė, išreikšta elektrono masėmis
Anderson — Neddermeyer	350
Street — Stevenson	160
Corson — Brode	250
Ruhlig — Crane	120
Brode — Star	125
Ehrenfest	200
Auger	100
Williams — Pickup	160

Ar visi mezotronai turi tą pačią masę, ar gal jų masės skiriasi, nėra dar nustatyta. Bet kosminiuose spinduliuose dažniau pasitaiko mezotronai, kurių rimties masė yra apie 160 elektrono masių. Paskutiniu laiku manoma, kad kietųjų kosminių spindulių dalį sudaro n e u t r e t a i — neutralios, neįelektrintos dalelės, kurių masė yra artima mezotronų masei; tačiau, nors kai kurie tyrimai ir nurodo į tokių dalelių buvimą, jų egzistencija dar nėra tikrai nustatyta.

Tenka pastebėti, kad Y u k a w a, aiškindamas atomo branduolio dedamąsias daleles veikiančias jėgas, jau 1935 m. spėjo esant elementarią dalelę, kurios masė turėtų būti lygi 200 elektronų masių. Savo paskelbtoje branduolio jėgų teorijoje šiai delelei jis skyrė žymų vaidmenį. Jis manė, kad tos dalelės gali būti teigiamos ir neigiamos; jos, jo manymu, nėra stabilios ir savaime, be materijos tarpininkavimo, gali skilti į elektroną ir neutriną; taigi, jis joms skyrė įgimtą β skilimą; vidutinis tos dalelės amžius esąs apie $0{,}5.5^{-6}$ sek. Ar eksperimentiškai nustatytas mezotronas yra spėta Y u k a w o s dalelė, tuo tarpu nėra dar aišku. Tačiau laukiama, kad naujai atrastas mezotronas palengvins išspręsti ir atomo branduolio struktūros klausimą.

Trumpai sutraukus, šiuo laiku kosminiams spinduliams skiriama šiokia prigimtis. Iš tarpplanetinės erdvės į Žemę ateina pirminiai kosminiai spinduliai, kuriuos sudaro didelės energijos elektronai ir fotonai. Kad pirminiuose kosminiuose spinduliuose turime įelektrintas daleles — elektronus, parodo kosminių spindulių geografinis-geomagnetinis efektas. Tokį efektą tegali sukelti tik įelektrintos dalelės, atskriejusios iš erdvės ir atlenktos Žemės magnetiniame lauke, bet ne sukurtos kad ir aukštuosiuose Žemės atmosferos sluoksniuose. Tačiau kaip ir kur yra sukuriami tokios didelės energijos spinduliai, šiandien dar nieko tikro nežinoma, ir visi kosminių spindulių kilmės aiškinimai turi dar grynai hipotetinį pobūdį.

Pasiekę Žemės atmosferos aukštuosius sluoksnius, pirminiai kosminiai spinduliai sukelia kaskadinius antrinių spindulių būrius; todėl jų stiprumas

didėja. Bet žemesniuose atmosferos sluoksniuose padidėja ir spindulių absorbcija, todėl, kuo žemyn, tuo jų stiprumas vis labiau mažėja. Daugiau išabsorbuojami yra tik minkštieji spinduliai, todėl santykis tarp abiejų rūšių spindulių stiprumų didėja kietųjų spindulių naudai.

Kietuosius spindulius, kaip minėjome, sudaro daugiausia mezotronai. Bet pagal Yukawą, jie yra nestabilūs ir ilgai neegzistuoja. Todėl manoma, kad mezotronus, kurie pasiekia Žemę, sukuria minkštasis spinduliavimas. Tačiau eksperimentiškai tai nėra patirta. Mezotronui nykstant, vyksta šie procesai. Pirmiausia dėl jonizacijos jie esti sulaikomi ir savaime suskyla į elektronus ir neutrinus. Įvyksta kietųjų spindulių absorbcija; bet užtat elektronai padidina minkštųjų spindulių stiprumą. Be to, gali įvykti smūgiai su atomų branduoliais, kuriems skylant, gauname protonus, neutronus ir lengvąsias įelektrintas daleles.

§ 104. Kosminių spindulių energija

Kosminių spindulių energija yra labai didelė. Tai nurodo jų milžiniška skvarba. Dalelės arba fotonai, kurie įveikia praeiti storiausius medžiagos sluoksnius, žinoma, turi turėti labai didelę energiją. Apie sukeliančio spindulių būrį kosminio spindulio energiją galima spręsti iš sukuriamo jonų porių skaičiaus; pasitaiko būrių, kur esti iki 10^9 jonų porių. Kadangi vienam jonų poriui sukurti reikalinga apie 35 eV, tai visa spindulių būrio energija turi būti apie 10—100.10^9 eV.

Nustatyta, kad jūrų paviršiaus lygyje kosminiai spinduliai sukuria apie 2 jonų poriu 1 cm^3 per 1 sek. Kylant aukštyn, sukuriamų jonų skaičius didėja. 5 km aukštyje jau yra sukuriama 20, o 10 km — 100 jonų porių 1 cm^3 per 1 sek. Iš kosminių spindulių jonizacijos pajėgumo kreivės galima spręsti apie kosminių spindulių energiją, kuri pasiekia Žemės paviršių ir kuri žemesniuose atmosferos sluoksniuose yra sunaudojama jonams sudaryti. R e g e n e r i s išskaičiavo, kad visa kosminių spindulių jonizacija siekia 6 . 10^9 jonų porių per 1 min. 1 cm^2 ploto atmosferos stulpelyje. Tas atitinka apie 2.10^{11} eV/min.cm^2 arba apie 5,3.10^{-3} erg/sek.cm^2 energijos sriautą. Taigi, visa kosminių spindulių energija, kuri pasiekia Žemės paviršių, yra apie 2,7.10^{10}erg/sek arba 2,7.10^3 joul/sek. Kaip matome, tai yra tikrai milžiniška energija.

Kosminio spinduliavimo energija sudaro gana žymią visos tarpplanetinėje erdvėje nešamos energijos dalį. Apskaičiuota, kad jeigu be kosminių spindulių visoks kitas spinduliavimas išnyktų, tai vien tik kosminių spindulių energija įveiktų pakelti tarpplanetinės erdvės temperatūrą iki 3° absoliutinės temperatūros.

VARDŲ RODYKLĖ

A

Andersonas 223, 270, 272
Astonas 91
Augeris 75

B

Backas 187
Bainbridge'as 219
Balmeris 38
Barkla 49, 54, 73
Becquerelis 205
Beckeris 221
Bethe 94, 272
Birnbaumas 269
Blackettas 220, 224, 272
Bleakneyus 219
Bohras 107, 131
Bothe 81, 221
Boltzmannas 66, 100
Bonhoferis 256
Bormannas 121
Bornas 121
Brackettas 39
Bronstedtas 217
Brownas 123
Brugmannas 170
Buchereris 88
Buschas 104

C

Cameronas 268
Chadwickas 127, 130, 221
Christiansenas 31
Comptonas 47, 78, 81
Coolidge'as 45
Coulomb'as 168
Curie I. 221, 229
Curie P. 17
Curie M. 205
Czerny 34

D

Daltonas 109
Davis 189
Davissonas 100, 101
De - Broglie 97, 125
Debye 253
Demokritas 109
Doanas 47
Doppleris 10, 36
Duane'as 52
Dulongas 251

E

Einsteinas 61, 75, 84, 125, 253
Euleris 2

F

Fabry 146
Fajansas 214
Faradayjus 24, 82
Featheris 228
Fermat 97
Fermi 228
Fizeau 23, 61
Fletscheris 84
Fordinas 269
Fortratas 261
Fowleris 39
Franckas 188
Fraunhoferis 18
Fresnelis 14
Frischas 229

H

Hahnas 229
Hallwachsas 71
Hansenas 146
Harkinsas 217, 228
Harteckas 256
Heisenbergas 192
Heitleris 266, 272
Hertzas 25, 45, 188
Hessas 268
Hevesy 217
Hofmannas 270
Huntas 52
Hyugensas 14, 23, 26

G

Geigeris 95, 127, 215
Gerlachas 148, 180
Germeris 101
Giauque 217
Goosas 33
Goucher 189
Goudsmitas 157
Gadunovas 269
Gouy 123
Guddenas 75

I.

Jeansas 12
Johnstonas 217
Joliot 221, 229
Yukawa 274

K

Kaufmannas 88
Kirchhoffas 66
Knollis 104
Kochas 33
Kolhoersteris 268
Kosselis 41, 263, 266
Kunsmannas 100

L

Landé 184
Langevinas 175, 177
Larmoras 176
Laue 46, 126
Lavoisier 109
Lewisas 219, 266
Lymanas 39
Londonas 266
Losier 219
Lorentzas 25
Lummeris 67, 71

M

Macdonaldas 219
Marsdenas 127
Maupertius 98
Maxwellis 24, 114
Meitner 229
Michelis 71
Michelsonas 59, 146
Millikanas 82, 84, 268
Molletas 34
Morleyus 59
Moseleyus 47, 50
Muelleris 95

N

Neddermeyeris 272
Nernstas 252
Neumannas 88
Newtonas 23, 62
Nuttallis 215

O

Ochialinis 224

P

Paschenas 39, 187
Pauli 163, 236
Petit 251
Perrinas 124
Pfundas 39
Pickardas 269
Pickupas 273
Planckas 69, 137, 263
Plückeris 45
Pohlis 75
Prilucky 269
Pringsheimas 67, 71
Prokofjevas 269

R

Rayleigh 12, 28
Regeneris 275

Ritzas 38
Rydbergas 38
Roentgenas 45
Rossi 270
Rowlandas 29
Rubensas 71
Ruska 104
Russelis 159, 214
Rutherfordas .. 28, 127, 131, 206, 208, 220, 247

S

Sargentas 216
Sandleris 49
Sattle 269
Schroedingeris 192, 193
Schumannas 33
Schwarzschildas 32
Siegbahnas 47
Simonas 81
Smithas 219
Snelliusas 24
Sommerfeldas 41, 137, 138
Soddy 208, 214
Saundersas 159
Strassmannas 229
Stefanas 66
Sternas 117, 148
Stokesas 83

T

Thomsonas 78

U

Uhlenbeckas 157
Urey 218, 219

V

Verygo 269

W

Washburnas 219
Wienas 66
Williamsas 273
Wilsonas 92, 272

Z

Zeemanas 181
Zille 269

DALYKŲ RODYKLĖ

A

α spinduliai 205
absoliučiai juodas kūnas 65
absorbcija tikroji 55
„ selektyvi 35, 56
absorbcijos pajėgumas 65
„ spektras 37
„ juosta 35
„ koeficientas 35
aiškinamoji galia mikroskopo 103
amplituda bangos 4
„ svyravimo 2
amorfiniai kūnai 126
anihiliacija 225
anodiniai spinduliai 89
anomalus Zeemano efektas 182
antrinis (fluorescencijos) spindulia-
vimas 74
apertūra skaitinė 103
apsigręžimas spektro linijos 37
Astono masių spektrografas 92
atatrankos elektronas 79
atominė šilima 251
atominis numeris 151
atominiai junginiai 265
atrankos taisyklė 141, 157
Augerio efektas 75
„ elektronas 74
Avogadro skaičius 123
azimutinis kvantų skaičius 140

B

β spinduliai 207
balonėliai - zondai 269
Balmerio formula 38
„ serija 38, 134
baltasis spektras 51
banga 4
banga išilginė 4
„ materijos 99
„ plokštumos 14
„ skersinė 4
„ sklindanti 4
„ stovinti 12
„ rutulinė 14
bangos amplituda 4
„ dažnumas 6
„ energija 6
„ fazinis greitis 5
„ grupinis greitis 9
„ ilgis 4
„ iškilimas 5
„ lygtis 5
„ mazgas 5
„ paviršius 14
„ spindulys 14
bangų mechanika 99, 193
„ skaičius 7
„ sudėtis 7
barometrinė formula 124
bendroji dujų konstanta 113
bendroji kvantų sąlyga 136
bendrosios koordinatos 136
Boyle'o - Mariotte'o dėsnis 113
bolometras 34
Boltzmanno konstanta 68
Boltzmanno - Stefano dėsnis 66
Bracketto serija 39
Braggo - Pierso dėsnis 56
Browno judėjimas 123

C

Chaotiška būsena 114
charakteringieji X spinnuliai 49
cheminis spinduliavimas 65

Christianseno filtras 78
Comptono efektas 78
Coolidge'o vamzdis 45
Coulombo dėsnis 168
Curie dėsnis 171
„ konstanta 171
„ taškas (temperatūra) 171

D

D termas 161
d elektronas 156
dalinis elektronų sluoksnis 156
daugialypis termas (multipletas) .. 161
dažnumas periodinio judesio 1
„ bangos 6
dažnumų aksioma 133
Debye - Scherrerio būdas 47
Debye trečiojo laipsnio dėsnis 254
defektas masės 245
deformacija jonų 265
dekrementas slopinimo 4
dematerializacijos procesas 225
dengiamoji konstanta 50, 155
deuteris 218
deutonas 219
diamagnetinė medžiaga 170
„ poliarizacija 169, 175
dielektrinė konstanta 168
„ medžiaga 170
„ poliarizacija 169, 172
dielektrinis postūmis 169
difrakcija (užlenkimas) bangų 17
„ „ elektronų 100
dipolis elektrinis 168
„ magnetinis 168
dirbtinis radioaktyvumas 230
dirbtiniai radioaktyvūs elementai . 230
disociacijos šilima 268
Dopplerio efektas 36
„ principas 10

E

Efektyvus branduolio krovinys ... 155
eigos skirtumas 7
eilės numeris 51, 151
Einsteino (fotoefekto) dėsnis 75
ekstinkcija 35
elastingi smūgiai 188
elektrinės bangos 25
elektrinis spinduliavimas 65
elektrocheminis ekvivalentas 82
elektromagnetinės bangos 25
elektromagnetinis laukas 24
elektronas 88
elektronų dujos 123
„ skaičius sluoksnyje 164
„ mikroskopas 105
„ poris 224
„ skaitiklis 95
„ sluoksnis 154
„ dalinis sluoksnis 156
„ skaičius sluksnyje 164
„ užlenkimas 100
elektronvoltas (eV) 208
elementarus elektros kiekis 52, 82
emisijos pajėgumas 65
„ spektras 37
energija bangos 6
„ harmoninio osciliatoriaus.. 3
„ ryšio 245
energijos centras, bangų grupės .. 9
„ funkcija 119
„ kvantas 69
energijos lygių dalių dėsnis 118
„ materializacija 225
erdvės gardelė 20, 126
erdvinis išbarstymo koeficientas.. 54
Eulerio formula 2
evaporografijos būdas 34

F

F termas 161
f elektronas 156
Faradayaus dėsniai (elektrolizėje) 82
fazė, bangos 5
„ harmoninio svyravimo 2
feinstruktūra spektro linijų 42, 51, 144
Fermat principas 97
feromagnetinės medžiagos 170
filtras 31
Fortrato diagrama 261
fotocelė 77
„ dirbtinio sluoksnio 34
fotofektas išorinis 75
„ normalus 74
„ selektyvus 74
„ vidinis 75

fotoelektronas 72
fotoelektrinė srovė pirminė 76
„ „ antrinė 76
fotoelektrinis būdas (spektro energijai matuoti) 34
fotografinis būdas 33
fotografinio vaizdo pajuodavimas 32
fotonas 77, 78
Fraunhoferio užlenkimas 18
Fresnelio elementarios juostos ... 16
Fresnelio koeficientas 61

H

Harmonika 259
harmoniniai svyravimai 1
helio spektro linijų serijos 40
Hermito polinomas 196
hiperfeinstruktūra 236, 247
Hoffmanno smūgiai 270
Huygenso — Fresnelio principas 14

G

γ spinduliai 57
gardelė erdvės 20
„ laiptinė 32
„ linijinė 18
„ natūrali 46
„ plokštumos 19
„ Rowlando 29
„ sluoksninė 32
gardelės konstanta 18
„ plokštuma 21, 126
„ skiriamoji galia 19, 30
geomagnetinis efektas 269
greitis fazinis 5
„ grupinis 9
„ ketvirtaininis 112
„ tikimiausias 116
„ vidutinis 116
greičio taškas 114
greičių pasiskirstymo dėsnis 114
greitinamas potencialas 72

I

Idealios dujos 111
įmagnetėjimas 169
immersijos sistema 103
impulso erdvė 108
„ momentas 131
„ taškas 108
interferencija bangų 8
įsotinta elektros srovė 49
„ jonizacijos srovė 49
įspūdingumas 169
„ masės vieneto 169
„ molekulinis 169
išbarstymas X spindulių 54
išbarstymo erdvinis koeficientas.. 54
„ sferinis „ .. 54
įšvaito santykis 30
išsigimusi problema 143
izobaras 216
izotonas 216
izotopas 216

J

j kvantų skaičius 147, 157
(jj) ryšys 159
jonai 85
joninis vamzdis 45
joniniai junginiai 263
jonizacijos kamera 48
„ potencialas 189
„ srovė 48
juodasis kūnas 65
„ spinduliavimas 65
juostinis spektras 43
juostos linijų serija 43
„ riba 37
juostų sistema 43

K

K serija 49
K' sluoksnis 154
kanaliniai spinduliai 89
kartotinių santykių dėsnis 109
kaskadiniai būriai 270
katodiniai spinduliai 86
„ „ antriniai 57
ketvirtaininis greitis 112
Kirchhoffo dėsnis 66
klampumo koeficientas 112
koincidencijos būdas 96
kombinacijos (Ritzo) principas .. 38

kompleksinis skaičius 2
korespondencijos principas 191
kosminiai spinduliai 268
kosminiai spinduliai antriniai ... 272
„ „ kietieji 272
„ „ minkštieji... 272
„ „ pirminiai ... 272
kosminių spindulių būriai 270
„ „ stiprumas .. 268
„ „ teleskopas .. 268
kristalai 126
kristaliniai kūnai 126
kritinis potencialų skirtumas ... 53
kvantas energijos 69
kvantinė sąlyga 131, 136
kvantų principas 69
„ skaičius 132
„ „ azimutinis 140
„ „ magnetinis 158
„ „ pamatinis 132
„ „ stipininis 140
„ „ sukinio 157
„ „ šalutinis 156
„ „ vidinis 147

L

L serija 48
L sluoksnis 154
l (šalutinis) kvantų skaičius 156
laisvasis kelias molekulų 119
Larmoro precesija 176
liktiniai spinduliai 31
Lymano serija 39, 134
linijinis harmoninis osciliatorius.. 3
Lorentzo vienetas 182

M

M serija 50
M sluoksnis 154
m (magnetinis) kvantų skaičius 158, 184
magnetinė anomalija 180
„ indukcija 169
magnetinis laidumas 168
„ lęšis 104
„ standumas 93
magnetonas Bohro 179
masės defektas 245
„ absorbcijos koeficientas 55
„ išbarstymo „ 54
masių (Astono) spektrografas 91
materijos banga 99
„ būsena kieta 110
„ „ skysta 110
„ „ dujinė 110
Maupertiuso principas 98
mažiausios energijos principas .. 163
Maxwellio reliacija 25
mechaninis momentas 131
mechaninio momento kvantavimas 132
mezotronas 273
mikrofotometras 33
mikroradiometras 34
mikroskopo skaitinė apertūra 103
molekulų veikimo sfera 120
„ skiriamoji „ 110
molizacija 85
monochromatiniai spinduliai 20
Moseleyaus dėsnis 50
mušimai bangų 8

N

N sluoksnis 154
n (pamatinis) kvantų skaičius ... 132
neapibrėžtinumo principas 203
neelastingi smūgiai 188
neutrinas 238
neutretas 274
neutronas 221
„ greitas 222
„ lėtas 222
normali atomo būsena 133
normalus Zeemano efektas 182
„ spektras 30
nulinio taško energija 196
Nutallio — Geigerio reliacija 211

O

O sluoksnis 154
orbitos simboliai 141

P

P termas 161
p elektronas 156
padalinimų skaičius 12
pamatinė serija 41

pamatinis (n) kvantų skaičius .. 132
pamatinis termas 167
paraelektrinė medžiaga 170
„ poliarizacija 168, 176
paramagnetinė medžiaga 170
„ poliarizacija 168, 176
Pascheno serija 39, 134
Pascheno — Backo efektas 187
Pauli draudimo principas 163
periodas 1
periodinis judėjimas 1
periodinė elementų sistema 152
π komponentas 182
Plancko konstanta 52, 69
„ formula 71
plokštumos indeksai 22
poliarizacija jonų 265
polis taško 15
postūmio dėsnis spektrų 41
„ „ radioaktyvių elementų 214
pozitronas 223
ψ funkcija 199

R

Radioaktyvumas natūralus 205
„ dirbtinis 230
radioaktyvus elementas 205
radioaktyvaus elemento pusamžis 210
„ „ vidutinis „ 210
radioaktyvių elementų šeima 211
Rayleigh — Jeanso formula 13, 69
raudonoji riba (fotoefekto) 72
redukuota (sudėtinė) masė 135
refrakcija molekulinė 174
rekombinacija 85
retosios žemės 153
rezonansas 67
rezonansinis efektas 227
rezonanso linija 189
rezonansinis potencialas 189
Richardsono efektas 45
Ritzo kombinacijos principas 38
Rydbergo konstanta 38, 134
ryšio energija 245
ryškioji serija 41
rotacijos spektras 44
rotacijos — vibracijos spektras .. 44
rotatorius pastovios ašies 196
„ laisvos ašies 196
Rousselio — Saunderso ryšys 159
Rutherfordo prizma 28

S

S termas 161
s elektronas 156
s (sukinio) kvantų skaičius 157
σ komponentas 182
Schumanno plokštelės 33
sferinis išbarstymo koeficientas .. 54
skaitinė apertūra 103
skersinis linijinis tankis 149
Skilimo faktorius Landé 180
skilimo procesų žymėjimas 227
skilimo konstanta 209
sklaidymas šviesos 26
„ „ normalus 26
„ „ anomalus 26
„ „ specifinis 26
skiriamoji galia prizmos 28
„ „ gardelės 19
slopinamas svyravimas 3
slopinimo santykis 4
smūginis slopinimas 37
Snelliuso dėsnis 24
sotinimo potencialų skirtumas .. 49
specifinis krovinys elektrono 88
spektras absorbcijos 37
„ emisijos 37
„ kibirkštinis 40
„ lanko 40
„ linijinis 36
„ juostinis 36
„ normalus 30
„ rotacijos 257
„ vibracijos 259
„ vibracijos — rotacijos .. 259
„ vientisinis 36
„ užlenkimo 30
spektro linija 36
„ linijos naturalus plotis .. 37
„ „ apsigręžimas 37
„ „ termas 38
spektro linijų serija 37
„ „ „ difūzinė 41
„ „ „ pamatinė 41

spektro linijų serija ryškioji 41
„ „ „ vyriausioji .. 41
„ „ serijos riba 37
„ „ simbolika 42
spektrinė formula 38
spektroskopas 27
spektrų postūmio dėsnis 41
spinduliavimo tankis 66
stabdomasis pontencialas 72
stacionarinių orbitų aksioma 132
Stefano — Boltzmanno dėsnis ... 66
Stokeso dėsnis 83
sujungtas dydis 3
sukamojo kristalo būdas 47
sukinys (spin) 157

Š

šalutinės spektro linijų serijos .. 41
šalutinis (l) kvantų skaičius 156
šiliminis būdas spektro energijai matuoti 34
šiliminis spinduliavimas 65

T

Takas dalelės 92
tako ilgis 94
termas spektro linijų 38, 161
termų daugialypumas 161
termijoninis efektas 45
tikimybės amplituda 201
tikroji funkcija 194
tikrosios vertės 194
transformacijos formulos 62
trumpiausio laiko principas 97

U

Ultraspinduliai 268
užlenkimas bangų 17
„ elektronų 100

V

Veikimo kvantas 69
veikiamasis piūvis 222
vibracijos spektras 259
vidinė trintis 122
vidinis kvantų skaičius (j) 158
vidutinis molekulos greitis 116
vidutinis pusamžis 210
vidutinė osciliatoriaus energija 68, 70

W

Wieno postūmio dėsnis 66
Wilsono kamera 92

Z

Zeemano efektas anomalus 182
„ „ išilginis 181
„ „ normalus 182
„ „ skersinis 182

X

X spinduliai 46
X spindulių absorbcija 55
„ išbarstymas 54
„ poliarizacija 54
„ charakteringasis spektras 49
„ vientisinis „ 51
„ vientisinio spektro riba.. 52

NAUDOTA LITERATŪRA:

V. Čepinskis. Fizikos paskaitos, VII skyrius. Magnetizmas ir elektra. 1926 m.

Grimsehls Lehrbuch der Physik, Bd I, II 1936 m.

A. Haas. Atomtheorie, III Aufl. 1936 m.

„ Materiewelle und Quantenmechanik, IV, Aufl. 1934 m.

H. Kallmann. Einführung in die Kernphysik, 1938 m.

W. Klemm. Magnetochemie.

H. Mark, R. Wierl. Die experimentellen und theoretischen Grundlagen der Elektronenbeugung, 1931 m.

G. Joos. Lehrbuch der theoretischen Physik, 1932 m.

Cl. Schaefer. Einführung in die theoretische Physik Bd. III, Tl. I 1932.

A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien, V Aufl.

I. Franck, P. Jordan. Anregung von Sprüngen durch Stösse, 1926.

G. E. M. Jauncey. Modern Physics, II Ed. 1937.

Saha, Srivastava. A. Text Book of Heat.

T. Lyman The spektroscopy the extrem ultraviolet.

E. Bloch. L'ancienne et la nouvelle théorie des Quanta, 1930.

I. Solomon. Protons, Neutrons, Neutrinos, 1939.

А. В. Мысовский. Новые идеи в физике атомнаго ядра. II изд. 1936.

О. Блэквуд и др. Очерки по физике атома, 1937.

П. С. Тартаковский. Кванты света, 1928.

Be to naudotasi paskutinių metų periodiniais leidiniais, kaip antai, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Успехи физических наук, ir įvairiais fizikos mokslo žurnalais.